

Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Experimentalphysikalische Diplomarbeit zum Thema

Weiterentwicklung des Halbleiter-Synchrolasersystems an MAMI

von

Jens Markus Wießner
geboren am 12.03.1975 in Mainz

Institut für Kernphysik
Mainz, 7. August 2001

Inhaltsverzeichnis

Motivation	3
1 Grundlagen	5
1.1 Photoemission aus Halbleitern	6
1.2 Halbleiterlaser	8
1.2.1 Funktionsprinzip	8
1.2.2 Aufbau	10
1.2.3 Resonator und Modenstruktur	11
1.2.4 Polarisierung und Strahlgeometrie	11
1.3 Erzeugung von Laserpulsen	12
1.3.1 Q-switching	12
1.3.2 Modenkoppeln	13
1.3.3 gain-switching	13
2 Das Halbleiter-Synchrolasersystem	15
2.1 Anforderungen	15
2.2 Aufbau	17
2.3 Ansätze für die Weiterentwicklung	19
3 Pulserzeugung mit Diodenlasern	21
3.1 Theoretische Beschreibung	22
3.1.1 Ratengleichungen für Halbleiterlaser	22
3.1.2 Lösung der Ratengleichungen	23
3.2 Experimenteller Aufbau	24
3.2.1 Erzeugung des Stromsignals	24
3.2.2 Laserdioden	25
3.3 Verhalten im Pulsbetrieb	27
3.4 Pulsmessverfahren	29
3.4.1 Schneller Photodetektor	29
3.4.2 Gepulste Elektronenquelle PKAT	30
3.4.3 Vergleich der Messverfahren	32
3.5 Optimierung der Ausgangsleistung	33
3.5.1 Theoretische Vorhersagen	33

3.5.2	Messungen	34
3.5.3	Ergebnisse der Teststrahlzeiten	36
3.6	Zusammenfassung und Ausblick	40
4	Titan:Saphir-Laserverstärker	43
4.1	Titan:Saphir als Lasermedium	43
4.2	Anwendungsmöglichkeiten	45
4.3	Berechnung der Verstärkung	46
4.3.1	Herleitung	46
4.3.2	Maximale Verstärkung	47
4.4	Aufbau	48
4.4.1	Ti:Saphir-Kristall	50
4.4.2	Strahldurchmesser	51
4.4.3	Erwartete Verstärkung	53
4.5	Probleme	54
4.5.1	Thermische Linse	56
4.6	Nachweis der Verstärkung	60
4.7	Lösungsansätze	63
4.7.1	Kompensation der thermischen Linse	63
4.7.2	Wärmeverteilung durch Bewegung	64
	Zusammenfassung und Ausblick	69

Motivation

Mit dem Elektronenbeschleuniger MAMI (Mainzer Mikrotron) steht am Institut für Kernphysik ein leistungsfähiges Instrument zur Erforschung der Struktur der Materie zur Verfügung. Immer mehr kernphysikalische Experimente benötigen dazu einen hochpolarisierten Elektronenstrahl.

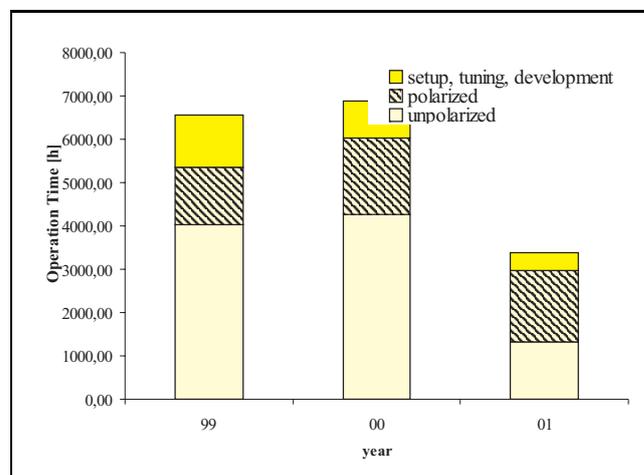


Abbildung 1: MAMI-Betriebsstunden von 1999 bis Juni 2001

Von den etwa 6000 Experimentstunden im Jahr 2000 wurden 1750 Stunden mit polarisiertem Elektronenstrahl experimentiert. Diese Entwicklung setzt sich 2001 sogar noch deutlicher fort: Von 3500 Experimentstunden fielen bereits über 2000 auf Experimente mit polarisierten Elektronen. Viele dieser Experimente, wie z.B. das Experiment der A4-Kollaboration zur Paritätsverletzung in der Elektronenstreuung, benötigen dabei lange Strahlzeiten mit Strahlströmen von $20 - 40 \mu A$. Hinzu kommen hohe Anforderungen an die Stabilität von Strahlstrom, -lage und -energie.

Mit der Quelle polarisierter Elektronen PKA1 ist die Bereitstellung eines hochpolarisierten Elektronenstrahls, der die Anforderungen der Experimente erfüllt, möglich. Die Produktion der polarisierten Elektronen beruht dabei auf dem Prinzip der Photoemission aus III-V-Halbleitermaterialien bei Wellenlängen zwischen 820 und 850 nm. Hierzu ist ein entsprechender zirkularpolarisierter Laserstrahl ausreichender Leistung nötig, der zurzeit von einem System aus Diodenlaser und Halbleiterverstärker erzeugt wird. Dieses sogenann-

te *Halbleiter-Synchrolasersystem* erfüllt alle an das Lasersystem gestellten Anforderungen und bietet zusätzlich eine sehr hohe Betriebsstabilität mit einem Minimum an Wartungseingriffen. Nach bisherigem Stand scheint damit das ideale Lasersystem für den Betrieb der polarisierten Quelle gefunden und die Notwendigkeit einer Weiterentwicklung ist nicht offensichtlich. Hauptproblem dieses Systems ist der Halbleiter-Verstärkerchip, der als zentrales Element für eine ausreichende Ausgangsleistung des Systems sorgt. Dieser hat nur eine begrenzte Lebensdauer, sodass der erste verwendete Verstärkerchip im Jahr 2000 nach etwa 4000 Betriebsstunden aufgrund von Alterungseffekten ausgetauscht werden musste. Der danach eingesetzte Chip, der inzwischen bereits ca. 3000 Stunden im Einsatz ist, ist der letzte, der der Arbeitsgruppe B2 zur Verfügung steht, da die Herstellerfirma die Produktion eingestellt hat.

Daher beschäftigt sich diese Arbeit mit Möglichkeiten zur Weiterentwicklung des bestehenden Systems, die eine Alternative zur Verwendung des Halbleiterverstärkers bieten. Dazu findet anfangs eine Beschreibung der Grundlagen zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen durch Photoemission statt. Es folgt eine Beschreibung des Halbleiter-Synchrolasersystems, die auch die Ansatzpunkte für eine Weiterentwicklung deutlich macht. Ein zentraler Punkt dieser Arbeit ist eine eingehende Untersuchung der Diodenlaser, die als Seed-Laser des bestehenden Systems verwendet werden, und die Erörterung der Frage, ob ein Betrieb ohne zusätzlichen Verstärker eine ausreichende Laserleistung zur Verfügung stellen könnte. Schließlich wird der Aufbau eines *Titan:Saphir-Laserverstärkers* beschrieben und diskutiert, ob ein solches System eine Alternative zum Halbleiterverstärker darstellen kann.

Kapitel 1

Grundlagen

Wesentliche Voraussetzungen für die Produktion eines spinpolarisierten Elektronenstrahls an MAMI sind III-V-Halbleiterstrukturen, die eine Photoemission polarisierter Elektronen ermöglichen, sowie ein zirkular polarisierter Laserstrahl der passenden Wellenlänge. In diesem Kapitel werden daher grundlegende Begriffe zur Photoemission aus Halbleiter-

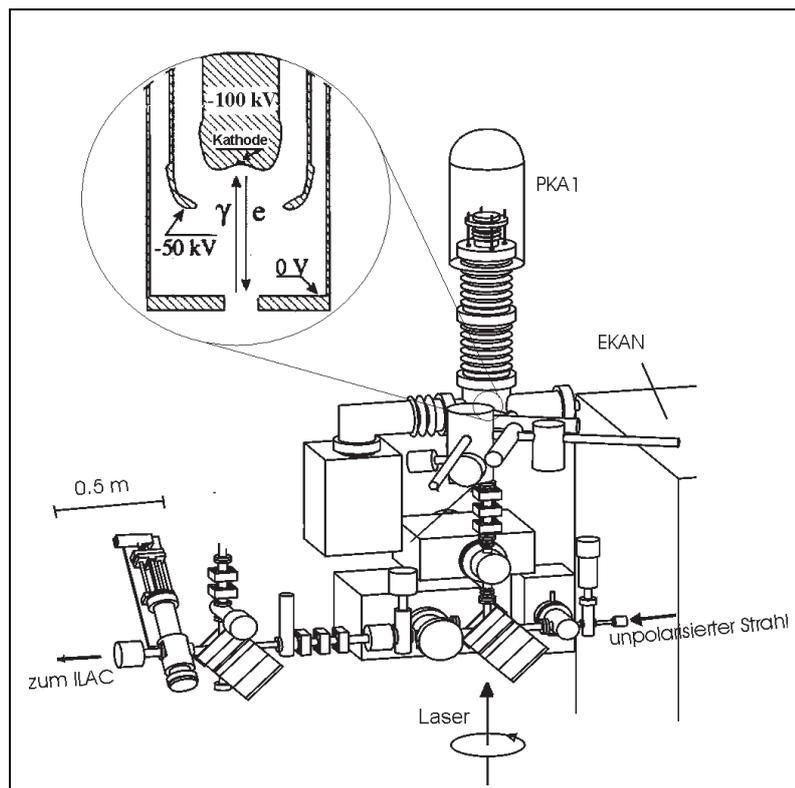


Abbildung 1.1: Quelle polarisierter Elektronen (PKA1) an MAMI (nach [Ste98])

materialien, sowie zur Funktionsweise der hier verwendeten Halbleiterlaser dargestellt.

1.1 Photoemission aus Halbleitern

Das Prinzip der Photoemission von Elektronen aus Halbleitermaterialien besteht prinzipiell aus zwei Schritten: Der optischen Anregung der Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband und der Extraktion aus dem Leitungsband ins Vakuum. *Polarisation* der Elektronen bezeichnet dabei das Auftreten eines Ungleichgewichts zwischen den beiden möglichen Spineinstellungen bezüglich der Quantisierungsachse. Ist N_{\uparrow} die Anzahl der Elektronen mit *Spin-up* und N_{\downarrow} die mit *Spin-down*, so kann man den Polarisationsgrad P definieren als

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} . \quad (1.1)$$

Um zu beschreiben, wie man eine Polarisation der Elektronen im Leitungsband des Halbleiters erreichen kann, ist es wichtig, die Bandstruktur des verwendeten Halbleitermaterials zu untersuchen. Es handelt sich hierbei um die III-V-Halbleiterverbindung GaAs. Die Aufspaltung der Bänder in diesem Material wird durch das Potential im Kristallgitter bestimmt. Die Wellenfunktionen der Elektronen in den Leitungs- und Valenzbandniveaus zeigen das Verhalten von Eigenfunktionen des Drehimpulsoperators. Man wählt deshalb eine Beschreibung (s- und p- Eigenzustände), die analog der in der Atomphysik verwendeten ist. Eine exakte Beschreibung erfordert gruppentheoretische Überlegungen und ist in [Plu94] zu finden. Abbildung 1.2(a) zeigt einen Ausschnitt aus dem auf diese Weise beschriebenen Termschema von GaAs. Das niedrigste Leitungsbandniveau ist ein s-Zustand mit $j = \frac{1}{2}$, die beiden obersten Valenzbandniveaus p-Zustände mit $j = \frac{3}{2}$ bzw. $j = \frac{1}{2}$. Die Aufspaltung zwischen dem $P_{\frac{3}{2}}$ - und $P_{\frac{1}{2}}$ -Zustand ist durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung gegeben.

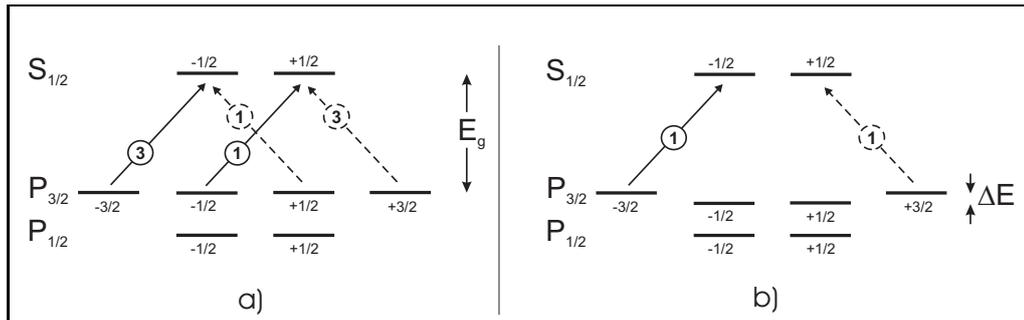


Abbildung 1.2: Ausschnitt aus dem Termschema von GaAs (a) und dem eines strained-layer Kristalles (b)

Die eingezeichneten Übergänge beziehen sich auf eine Anregung mit zirkular polarisiertem Licht. Es gelten hier die Auswahlregeln $\Delta m = +1$ für σ^+ - und $\Delta m = -1$ für σ^- -

Polarisation. Zu den einzelnen Übergängen sind jeweils die Verhältnisse der Übergangswahrscheinlichkeiten W angegeben, es gilt z.B.

$$W\left(m_j = +\frac{3}{2} \rightarrow m_j = +\frac{1}{2}\right) : W\left(m_j = +\frac{1}{2} \rightarrow m_j = -\frac{1}{2}\right) = 3 : 1 \quad . \quad (1.2)$$

Regt man also die Elektronen im GaAs-Kristall mit rechts- bzw. linkszirkular polarisiertem Licht der Energie $E = E_g$ aus dem Valenz- in das Leitungsband an, so kann eine Elektronenpolarisation von

$$P = \frac{3 - 1}{3 + 1} = 0,5 \quad (1.3)$$

erreicht werden (vgl. Gl. 1.1). Höhere Polarisationsgrade lassen sich durch Brechung der Kristallsymmetrie erreichen. Diese findet man in sogenannten *strained-layer* Kristallen, die eine uniaxiale Deformation des Gitters aufweisen: Der ursprüngliche Würfel der Gitterstruktur ist zu einem Quader verzerrt. Erreichen lässt sich dies dadurch, dass man eine Halbleiterschicht auf ein Substrat mit geringfügig anderer Gitterkonstante aufwachsen lässt. Die Änderung der Kristallsymmetrie hat einen direkten Einfluss auf die Aufspaltung der Bänder: Wie in Abbildung 1.2(b) dargestellt, wird die m_j -Entartung der $P_{3/2}$ -Niveaus aufgehoben. Die Zustände mit $m_j = \pm\frac{1}{2}$ sind gegen $m_j = \pm\frac{3}{2}$ um $\Delta E \approx 20 - 50 \text{ meV}$ abgesenkt. Wählt man die Anregungsenergie nun im Bereich $E_g < E < \Delta E$, so kann man sicherstellen, dass nur Elektronen aus den energetisch höheren Niveaus ($m_j = \pm\frac{3}{2}$) in das Leitungsband angeregt werden. Es ist also theoretisch eine Elektronenpolarisation von 100% im Leitungsband erreichbar. Verursacht durch verschiedene Depolarisationseffekte können im Elektronenstrahl mit *strained-layer* Photokathoden bisher Polarisationsgrade von $P=80-90\%$ erreicht werden [Dre96] [SFB01].

Um die im Leitungsband vorliegende Elektronenpolarisation zur Erzeugung eines spinpolarisierten Elektronenstrahls nutzen zu können, müssen die Elektronen aus der Photokathode extrahiert werden. Ein Austreten der Elektronen aus dem Leitungsband ins Vakuum ist möglich, wenn an der Grenzfläche das Vakuumniveau energetisch unterhalb des Leitungsbandniveaus liegt. Abbildung 1.3(a) zeigt die Energieniveaus im undotierten Halbleitermaterial. Die Energiedifferenz zwischen Vakuumniveau E_V und Leitungsbandminimum E_L bezeichnet man als *Elektronenaffinität* χ . Im undotierten GaAs gilt $\chi = E_V - E_L \approx 4 \text{ eV}$. Durch starke p-Dotierung kann χ um 0,5 bis 1 eV abgesenkt werden¹ (Abb. 1.3(b)). Das Aufdampfen eines Alkalimetalls auf die Kathodenoberfläche führt durch Abgabe eines Elektrons zur Ausbildung einer Dipolschicht. Das Vakuumniveau wird unter das Leitungsbandminimum gezogen, es entsteht eine *negative Elektronenaffinität* (Abb. 1.3(c)). Als Alkalimetall wird hier wegen seiner niedrigen Elektronegativität Cäsium verwendet, die Möglichkeiten zur Verwendung anderer Alkalimetalle wurden in [Gas88] untersucht. Die verbleibende schmale Potentialbarriere zwischen Leitungsbandniveau und Vakuum kann von den Ladungsträgern durchtunnelt werden, sodass ein Austritt der Elektronen stattfindet. Durch Anlegen einer Beschleunigungsspannung (hier 100kV) können die Elektronen abgezogen und in den Beschleuniger injiziert werden.

¹Neue Untersuchungen [Yam00] zeigen, dass die Bandbiegung im p-Dotierten GaAs nur sehr schwach ausgebildet ist und der wesentliche Effekt erst durch die zusätzliche Cs-Schicht zustande kommt.

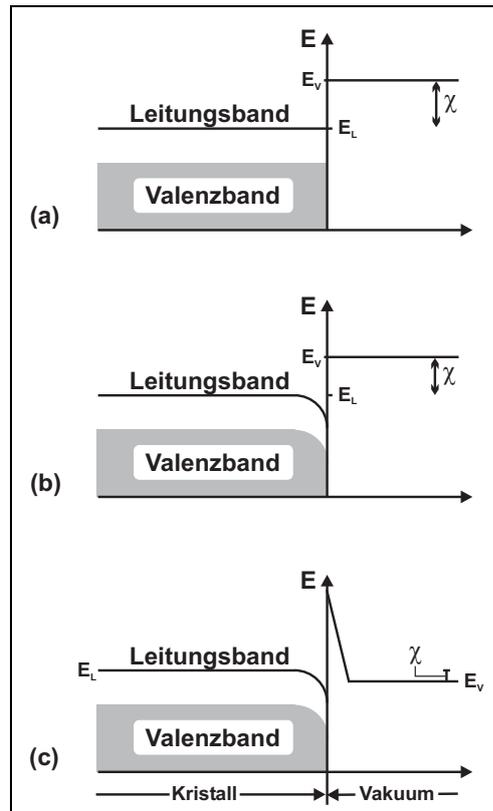


Abbildung 1.3: Schrittweises Erreichen der NEA (nach [Plu94])

Ein wichtiges Kriterium zur Beurteilung von Photokathoden ist die sogenannte *Quantenausbeute* ($QE = \text{quantum efficiency}$). Sie ist ein Maß dafür, wie viele Elektronen pro einfallendem Photon emittiert werden. Die Quantenausbeute berechnet sich aus dem emittierten Photostrom I_{Photo} , der eingestrahelten Lichtleistung P_{Licht} und der Energie der einfallenden Photonen $h\nu$:

$$QE = \frac{I_{Photo} \cdot h\nu}{P_{Licht}} \quad . \quad (1.4)$$

Es zeigt sich, dass die Quantenausbeute einer Photokathode während des Strahlbetriebs abnimmt, sodass eine Präparation, d.h. eine Reinigung und Erneuerung des Adsorbats, notwendig wird.

1.2 Halbleiterlaser

1.2.1 Funktionsprinzip

Der Laserübergang in einem Halbleiterlaser findet zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband eines Halbleitermaterials statt. Die Emission von Licht entsteht hierbei durch

die Rekombination von Elektronen und Löchern als sogenannte *Rekombinationsstrahlung*. Ihre Wellenlänge wird maßgeblich durch die Breite der Energielücke E_g bestimmt.

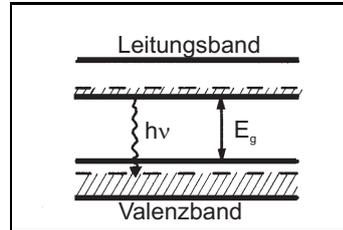


Abbildung 1.4: Energielücke und Laserübergang (nach [Kne99])

Damit in diesem System Lasertätigkeit stattfinden kann, muss eine Besetzungsinversion zwischen Leitungs- und Valenzband vorliegen. Dies kann durch verschiedene Anregungsmechanismen erreicht werden. Am häufigsten sind die *Dioden-* oder *Injektionslaser*, bei denen die Anregung durch Injektion von Ladungsträgern über einen p-n-Übergang erfolgt. Hierbei muss eine starke Dotierung der p- und n-Schicht von $n \approx 10^{19}/\text{cm}^3$ [Ott98] vorliegen. Im n-Leiter wird die Anzahl der Elektronen im Leitungsband durch die Donatoren so stark erhöht, dass sich die Fermienergie F ins Leitungsband verschiebt. Genauso verschiebt sich die Fermienergie im p-Leiter ins Valenzband.

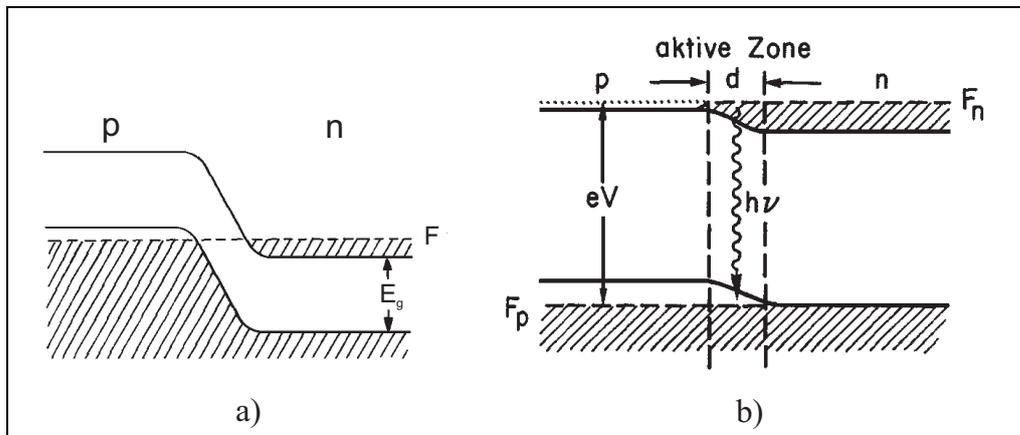


Abbildung 1.5: p-n-Übergang ohne angelegte Spannung (a) und mit Spannung V in Durchlassrichtung (b) nach [Kne99]

Durch Anlegen einer Spannung V in Durchlassrichtung wird das Fermi-niveau F_n der n-Schicht gegenüber dem der p-Schicht F_p angehoben. Es entsteht an der Kontaktfläche ein schmaler Bereich, in dem Elektronen im Leitungsband und Löcher im Valenzband vorhanden sind. In dieser *aktiven Zone* liegt also eine Besetzungsinversion zwischen den beiden Bändern vor, die Voraussetzung für die Verstärkung einer Laserwelle ist innerhalb dieses Bereiches erfüllt.

1.2.2 Aufbau

Der schematische Aufbau einer p-n-Laserdiode ist in Abbildung 1.6 dargestellt. Bei In-

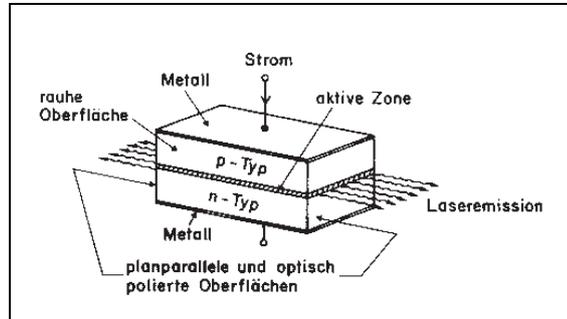


Abbildung 1.6: Schematischer Aufbau einer Laserdiode [Kne99]

jektionsströmen I unterhalb eines Schwellenstromes I_{thr} beginnt die Diode spontan zu emittieren (wie eine LED). Oberhalb der Schwelle setzt die Lasertätigkeit ein. Die nötige Schwellenstromdichte hängt neben der Temperatur auch von der Ausdehnung der aktiven Zone ab.

Weiterentwicklungen der einfachen, sogenannten *homostructure* Laserdiode zielen auf eine Begrenzung der aktiven Schicht auf einen kleinen Bereich ab. Beim *double-heterostructure*-Diodenlaser ist die aktive Zone beidseitig von einem anderen Halbleitermaterial umgeben. Hierbei wird ein Material mit höherer Bandlücke verwendet, sodass eine Potentialbarriere für die Ladungsträger entsteht, die die Diffusion der Elektronen und Löcher aus der aktiven Zone heraus stark verringert. Die wesentlichen Vorteile einer solchen Struktur sind:

- Durch die räumliche Begrenzung der aktiven Zone kann die Schwellenstromdichte sehr stark reduziert werden: Typische Werte sind $j \approx 100 \text{ kA/cm}^2$ bei homostructure- und $j \approx 1 \text{ kA/cm}^2$ bei double-heterostructure-Diodenlasern [Kne99]. Damit ist ein cw-Betrieb dieser Laserdioden auch bei Zimmertemperatur problemlos möglich.
- Die Absorptionsverluste, die in der homostructure-Diode außerhalb der aktiven Zone (im nichtinvertierten Halbleitermaterial) auftreten, werden bei der heterostructure-Diode durch die größere Bandlücke in diesem Bereich deutlich reduziert.
- Neben der höheren Bandlücke weisen die zusätzlich verwendeten Halbleitermaterialien auch einen höheren Brechungsindex n auf. Die unterschiedlichen Brechungsindizes von aktiver Zone und Umgebungsmaterial bilden einen dielektrischen Lichtleiter, sodass die Feldverteilung des Lasermodus ebenfalls weitgehend auf die aktive Zone begrenzt wird.

Durch den Übergang zu noch dünneren aktiven Schichten ($\leq 30 \text{ nm}$) entsteht für die Ladungsträger ein quantenmechanischer Potentialtopf. Mit solchen *quantum well*-Dioden-

lasern kann die Schwellenstromdichte gegenüber der double-heterostructure nochmals um einen Faktor 2-3 gesenkt werden [Kne99].

1.2.3 Resonator und Modenstruktur

Die meisten Halbleiter-Laserdioden besitzen keinen externen Resonator. Als Resonatorspiegel dienen im Allgemeinen die beiden planparallelen polierten Stirnflächen der Diode. Eine zusätzliche Verspiegelung dieser Stirnflächen ist nicht notwendig, da durch den hohen Brechungsindex typischer Halbleiter, z.B. $n \approx 3,6$ für GaAs [Kne99], eine ausreichende Reflexion stattfindet. Am Übergang GaAs-Luft ergibt sich mit obigem Brechungsindex eine Reflexion von

$$R = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \approx 32\% \quad . \quad (1.5)$$

Um zu vermeiden, dass Oszillationen in anderen Richtungen auftreten, reicht es aus, die Seitenflächen unpoliert zu belassen (vgl. Abb.1.6). Eine zusätzliche Verspiegelung der Rückseite kann verhindern, dass dort ebenfalls (wie an der Frontseite) Lichtleistung ausgekoppelt wird.

Die Verstärkungsbandbreite eines Multimode-Diodenlasers liegt bei etwa $3\text{-}4nm$ oder etwa $1000GHz$ [Kne99]. Der Abstand zwischen den einzelnen Lasermoden ist durch die geringe Resonatorlänge von $l = 100 - 400\mu m$ relativ groß: Nach

$$\delta\nu = \frac{c_0}{2nl} \quad (1.6)$$

ergibt sich hier ein longitudinaler Modenabstand von $\delta\nu \approx 100 - 400GHz$. Damit liegen immer noch mehrere Moden innerhalb des Verstärkungsprofils. Knapp oberhalb der Laserschwelle werden also mehrere Moden anschwingen, weit oberhalb der Schwelle dominiert der Mode mit der größten Verstärkung. Bei einem Betrieb nahe der Maximalleistung kann so die Emission in einen oder wenige Lasermoden erreicht werden.

Andere Möglichkeiten, Monomodebetrieb mit Diodenlasern zu erreichen, sind der Einsatz von äußeren Resonatoren oder die Integration von periodischen Strukturen in die aktive Schicht. Diese sogenannten *distributed feedback* (DFB)-Laser nutzen zur longitudinalen Modenselektion die Wechselwirkung der Laserstrahlung mit der periodischen Struktur aus. Diejenigen Lasermoden, die die *Bragg-Bedingung* erfüllen, erleiden deutlich geringere Verluste als die anderen und sind damit bevorzugt.

1.2.4 Polarisation und Strahlgeometrie

Bei Betrieb weit oberhalb der Laserschwelle emittieren Diodenlaser weitgehend *linear polarisiertes* Licht. Der Anteil an unpolarisiertem Licht kommt durch die spontane Emission zustande und ist somit höher, je näher der Diodenlaser an der Schwelle betrieben wird. Die Polarisationsebene liegt im Allgemeinen parallel zu den Halbleiterschichten.

Die räumlichen Eigenschaften des emittierten Laserlichts werden durch Größe und Form der emittierenden Fläche bestimmt. Diese ist bei Diodenlasern sehr klein. Nach der

Beugungstheorie gilt für den minimalen Öffnungswinkel θ eines Strahls, der von einer Fläche mit Durchmesser d emittiert wird [Sie86]

$$\theta = \frac{\lambda}{d} \quad . \quad (1.7)$$

Es ergibt sich also eine große Divergenz des emittierten Laserstrahls. Ein kollimierter Laserstrahl kann hier aber bereits durch eine Sammellinse erreicht werden. Zusätzlich ist die aktive Zone eines Diodenlasers aber auch nicht symmetrisch, d.h. ihre Ausdehnung ist in horizontaler und vertikaler Richtung unterschiedlich (vgl. Abb. 1.7). Die Folge ist

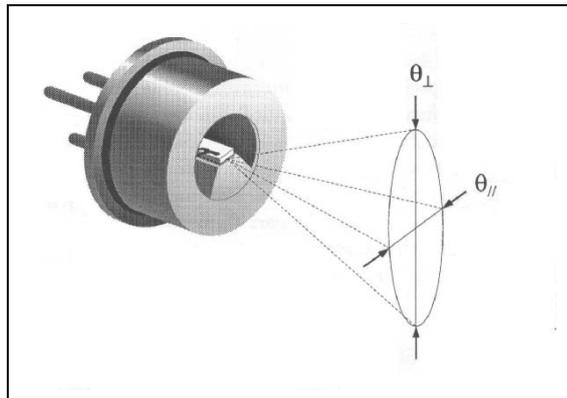


Abbildung 1.7: Strahlform eines Diodenlasers im Fernfeld [SDL94]

ein elliptischer Strahlquerschnitt, dessen Achsenverhältnis im Fernfeld bei etwa 1:3 liegt. Diese Asymmetrie lässt sich durch Zylinderlinsen oder sogenannte Prismenanarmorphoten kompensieren.

1.3 Erzeugung von Laserpulsen

Neben dem cw-Betrieb von Lasern gibt es auch zahlreiche Anwendungen für Puls laser. Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, wird es auch für den Betrieb der polarisierten Elektronenquelle nötig sein, ein gepulstes Lasersystem einzusetzen. Laserpulse werden charakterisiert durch die *Pulsspitzenleistung*, die *Pulsdauer* sowie die *Repetitionrate*. Drei wichtige Verfahren zur Erzeugung von Laserpulsen sind das *Q-switching* oder Güteschalten, das *Modenkoppeln* und das *gain-switching* (Verstärkungsschalten).

1.3.1 Q-switching

Das sogenannte Q-switching beruht auf dem Prinzip eines Schalters, der die Güte Q des Laserresonators zu einem definierten Zeitpunkt verändern kann. Bringt man nämlich während des Pumpvorgangs einen zusätzlichen Verlust in den Resonator (man schaltet also zu kleinem Q), so wird der Laser nicht anschwingen und es kann sich eine viel größere Inversion

aufbauen. Wird dieser Verlust dann *abgeschaltet*, so wird die Inversion in einem Puls abgerufen, man erhält eine Leistungsüberhöhung.

Ein solcher Güte-Schalter kann *aktiv* durch äußere Maßnahmen, wie z.B. mit einer Pockelszelle und einem Polarisator (sogenannter *Pockels-Schalter*), oder *passiv* (selbstinduziert), z.B. durch sättigbare Absorber innerhalb des Resonators, erreicht werden.

1.3.2 Modenkoppeln

Ohne zusätzliche äußere Maßnahmen werden bei den meisten Lasermaterialien mehrere Lasermoden anschwingen. Dieser Multimodebetrieb ist häufig unerwünscht, kann aber auch gezielt zur Erzeugung kurzer Laserpulse ausgenutzt werden. Dabei muss erreicht werden, dass die einzelnen Lasermoden nicht unkorreliert schwingen, sondern in einer festen Phasenbeziehung zueinander stehen. Man spricht dann von *Modenkopplung*. Interferenz zwischen den Lasermoden fester Phasenbeziehung führt zu einer Ausbildung von Laserpulsen mit

$$\text{Halbwertsbreite } \Delta\tau = \frac{1}{N\Delta\nu} \text{ und Pulsabstand } \tau = \frac{2L}{c} .$$

Hierbei ist N die Zahl der beteiligten Moden, $\Delta\nu$ der Modenabstand und L die Resonatorlänge. Der Pulsabstand entspricht also der Umlaufzeit im Resonator, die Breite der Pulse wird maßgeblich durch die Zahl der gekoppelten Moden beeinflusst.

Zur Erzeugung der Modenkopplung gibt es wie beim Q-switching *aktive* und *passive* Verfahren. Bei der aktiven Modenkopplung wird beispielsweise die Resonatorlänge periodisch um einen Betrag ΔL moduliert, der mit dem Modenabstand $\Delta\nu$ des Resonators übereinstimmt. So lässt sich eine phasenstarre Kopplung der Moden erreichen. Die passive Modenkopplung wird durch Einbringen eines nichtlinearen optischen Elements in den Resonator erreicht. Beispiele hierfür sind der Einsatz eines sättigbaren Absorbers, aber auch das sogenannte *Kerr-lens-modelocking*, das die Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex im aktiven Medium ausnutzt.

1.3.3 gain-switching

Bei dieser speziellen Methode eine phasenstarre Kopplung der Resonatormoden zu erreichen, werden nicht die Verluste im Resonator, sondern die Verstärkung periodisch moduliert. Man erreicht dies durch die Modulation der Pumpintensität und damit der Inversion im aktiven Medium. Nach Erreichen der Schwelleninversion wird der Laser anschwingen bis nach Abschalten des Pumpimpulses die Schwelle wieder unterschritten wird. Eine besondere Rolle spielt dieses Verfahren bei der Pulserzeugung mit Diodenlasern, da sich das gain switching dort durch eine direkte Modulation des Pumpstromes erreichen lässt. Eine nähere Untersuchung des Pulsverhaltens von verstärkungsgeschalteten Diodenlasern wird in Kapitel 3 dargestellt.

Kapitel 2

Das Halbleiter-Synchrolasersystem

Das derzeit zum Betrieb der polarisierten Elektronenquelle PKA1 von MAMI verwendete Halbleiter-Synchrolasersystem geht im Wesentlichen auf M.Poelker et al. [Poe95] zurück. Es kam im Jahr 2000 insgesamt etwa 1750 Stunden am Beschleuniger zum Einsatz, in diesem Jahr bereits über 2000 Stunden. Die mittlere Ausgangsleistung liegt üblicherweise zwischen 50 und 100 mW. Das Funktionsprinzip (vgl. Abb. 2.1) beruht auf der Erzeugung von Pulsen im Bereich von einigen Milliwatt mit einem verstärkungsgeschalteten Diodenlaser und dem Nachverstärken dieser Pulse mit Hilfe eines single-pass Halbleiterverstärkersystems.

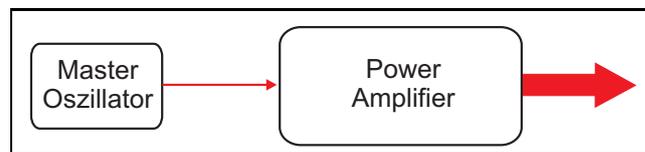


Abbildung 2.1: MOPA-Prinzip: Nachverstärken eines Master-Signals

2.1 Anforderungen

Durch die Erfahrungen, die in Bezug auf Lasersysteme für den Betrieb von polarisierten Elektronenquellen in der Arbeitsgruppe B2 gesammelt werden konnten, lässt sich ein detailliertes Anforderungsprofil für ein solches Lasersystem formulieren.

Um auch während langer Strahlzeiten einen ununterbrochenen Betrieb der Quelle für Tage und sogar Wochen gewährleisten zu können, muss das Lasersystem über die entsprechenden Zeiträume ohne Wartungs- oder Justagearbeiten auskommen. Das stellt hohe Ansprüche an die Betriebsstabilität und bevorteilt „einfache“ Systeme gegenüber komplexen mit vielen Elementen, die potentielle Störungen verursachen können.

Natürlich muss das Lasersystem auch eine ausreichende Ausgangsleistung zur Verfügung stellen, um die derzeitigen Ansprüche an den Strahlstrom (bis zu $40\mu A$) erfüllen zu

können. Um die Verluste beim Lichttransport zur Kathode, sowie den Abfall der Quantenausbeute während längerem Strahlbetrieb kompensieren zu können, sollte das Lasersystem eine Ausgangsleistung von mindestens 150mW erzeugen können. Im Hinblick auf zukünftige Experimente und die unklare Versorgung mit Photokathoden hoher Quantenausbeute ist eine Laserleistung von 500mW wünschenswert.

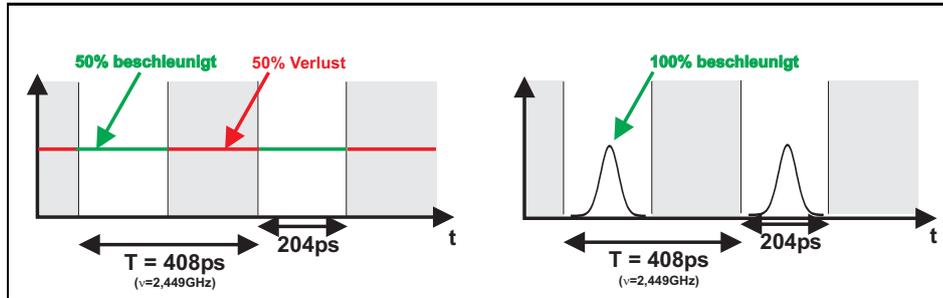


Abbildung 2.2: Akzeptanz des Beschleunigers MAMI für einen cw- bzw. gepulsten Elektronenstrahl

Eine weitere wichtige Forderung an die Operationsparameter des Lasersystems ergibt sich direkt aus dem Aufbau des Elektronenbeschleunigers MAMI. Das Prinzip des Hochfrequenzbeschleunigers erlaubt eine Akzeptanz von Elektronen nur in einem schmalen Phasenbereich von etwa 2° um die Sollphasenlage. Damit würde der weitaus größte Teil eines cw-Elektronenstrahls, der den gesamten Phasenbereich von 360° einnimmt, verloren gehen. Durch ein *Chopper-System* im Interface 0 (s. auch Abschnitt 3.5.3) wird der cw-Elektronenstrahl daher zerhackt, sodass 50% der Elektronen nicht weiter in das Beschleunigersystem transferiert werden. Anschließend werden die Elektronenpakete mit Hilfe eines Mikrowellenresonators (*Buncher*) auf einen schmaleren Phasenbereich komprimiert, um die Transmission zu erhöhen. 1996 konnte durch den Einbau eines weiteren Bunchers, der auf der 2. harmonischen der MAMI-Frequenz arbeitet (*2f-Buncher*), eine weitere Erhöhung der Transmission erreicht werden [Shv96]. Die Akzeptanz des Beschleunigers für einen aus der Quelle emittierten cw-Elektronenstrahl liegt damit bei 50%, die andere Hälfte kann nicht beschleunigt werden.

Untersuchungen zur Alterung der Photokathoden zeigen, dass offenbar bei gegebenen Experimentierbedingungen (Strahlverluste, Basisvakuum) nur eine begrenzte Ladungsmenge entnommen werden kann, bevor eine erneute Präparation der Kathode erforderlich wird. Die Zahl der notwendigen Präparationsunterbrechungen lässt sich also deutlich senken, wenn die abgegebenen Elektronen zu 100% verwendet werden können. Dies erreicht man, indem man dem Beschleuniger bereits einen gepulsten Elektronenstrahl anbietet. Abbildung 2.2 zeigt schematisch, dass Elektronenpulse, deren gesamte Breite kleiner als 204ps ist, vollständig für die Beschleunigung genutzt werden können. Für das Lasersystem bedeutet das, dass eine Erzeugung von Pulsen mit (4σ -) Breiten von unter 200ps und einer Repetitionsfrequenz von $2,45\text{GHz}$ möglich sein muss. Außerdem muss das gepulste Lasersystem mit dem MAMI-HF-Mastersignal synchronisierbar sein.

2.2 Aufbau

Abbildung 2.3 zeigt den Aufbau des Halbleiter-Synchrolasersystems, wie es zurzeit zum Betrieb der polarisierten Elektronenquelle PKA1 eingesetzt wird. Als Seed-Laser, also

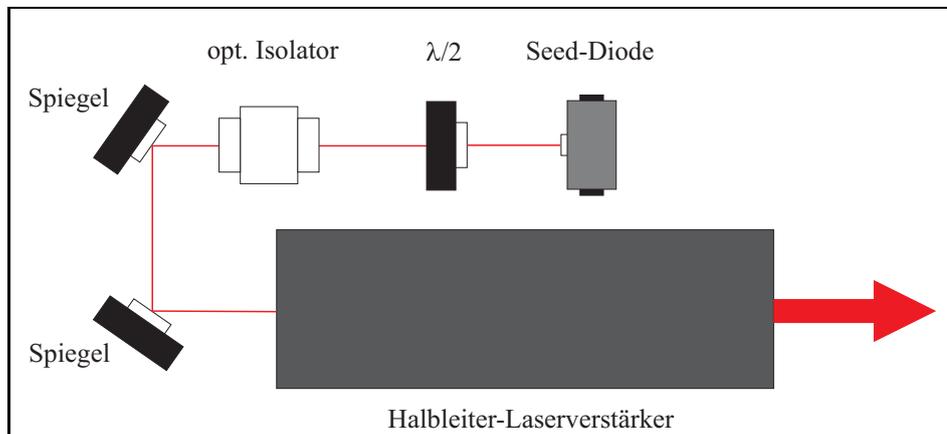


Abbildung 2.3: Das Halbleiter-Synchrolasersystem der PKA1

Master Oszillator (vgl. Abb.2.1) des Systems, wird eine Laserdiode¹ mit einer maximalen Ausgangsleistung von $100mW$ verwendet. Mit der *gain-switching*-Methode ist es möglich, diese Laserdiode mit $2,45GHz$ zu pulsen. Es ist dazu eine HF-Leistung von etwa $200mW$ und ein dc-Bias von maximal $50mA$ nötig. Eine genaue Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise der Diodenansteuerung ist in Kapitel 3 zu finden. Um die Wellenlänge des Diodenlasers stabil zu halten, muss dieser temperaturstabilisiert werden. Dies wird hier von einer im Institut für Physik entwickelten Temperaturregelung² geleistet, die über Peltier-Elemente einen die Diode umgebenden Kupferblock kühlt.

Das Seed-Laserlicht durchläuft einen optischen Isolator, dadurch wird der Master-Oszillator vom Verstärker entkoppelt. Mit Hilfe von zwei Spiegeln wird das Licht in das Verstärkersystem umgelenkt. Um eine Schädigung des Verstärkers durch zu hohe Eingangsleistung ausschließen zu können, wird die Seed-Diode zusätzlich auf etwa $3mW$ abgeschwächt. Dies kann man mit Hilfe einer drehbaren Halbwellenplatte erreichen, mit der die Linearpolarisation des Seed-Laserlichts gegen den Eingangspolarisator des optischen Isolators gedreht wird. Auf diese Weise ist es möglich, die Transmission durch den Eingangspolarisator und damit die Eingangsleistung am Verstärker zu regeln. Als Verstärker dient ein kommerzielles abstimmbares Halbleiterlasersystem³, das von C.Zalto für den Verstärkereinsatz modifiziert wurde [Zal98] (vgl. Abb. 2.4).

Es hat sich gezeigt, dass dieses System aus Seed-Laser und Verstärker alle eingangs beschriebenen Anforderungen für einen Einsatz an der polarisierten Elektronenquelle erfüllt. Lange Strahlzeiten können ohne die Durchführung von Wartungsarbeiten am Lasersystem

¹SDL-5411-G1

²GAR 950611

³SDL-8630

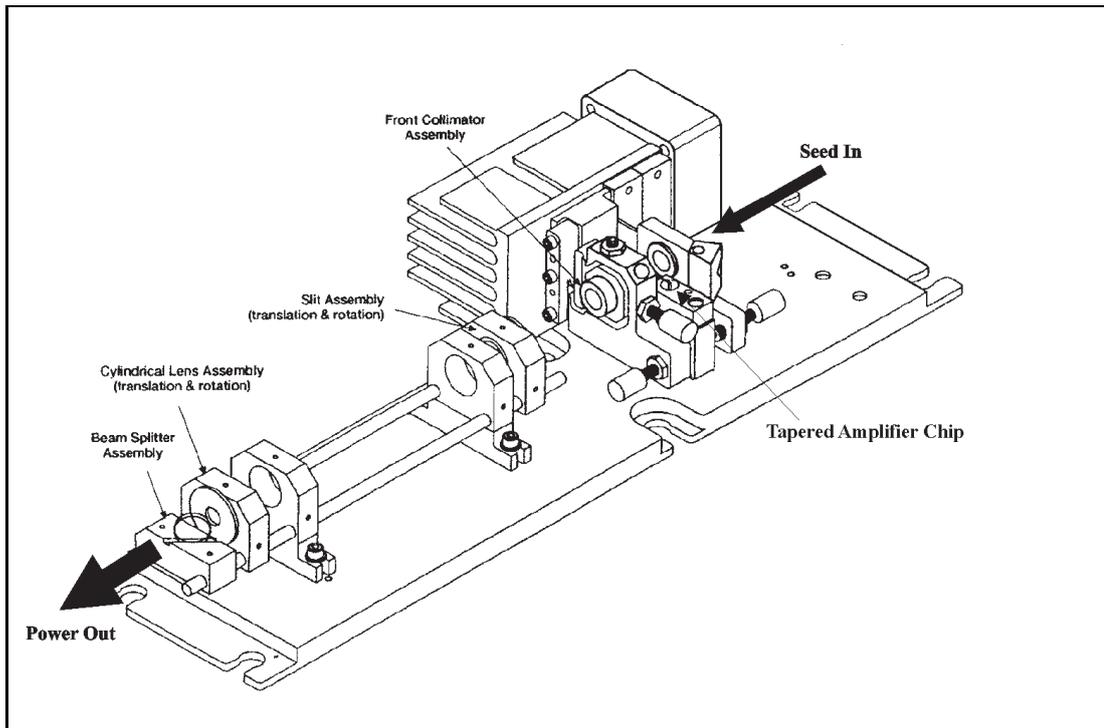


Abbildung 2.4: Aufbau des Halbleiter-Laserverstärkers (nach [SDL96])

problemlos absolviert werden. Derzeit wird das System allerdings deutlich unter seiner maximalen Ausgangsleistung von 500mW betrieben. Da keine Daten für den Pulsbetrieb bei höheren Leistungen vorliegen, wird die Ausgangsleistung des Verstärkers derzeit auf etwa 130mW begrenzt. Bisherige Tests konnten eine Ausgangsleistung von etwa 200mW nachweisen [Zal98]. Die maximale Verstärkung lag bei etwa 70, im Standardbetrieb werden Verstärkungen zwischen 10 und 50 erreicht. Aufgrund der bisherigen Erfahrungen ist zu erwarten, dass die Lebensdauer des Verstärkerchips bei hohen Ausgangsleistungen stark absinkt.

Das Hauptproblem des Verstärkersystems stellt die Beschaffung von Ersatzteilen dar. Da die Firma SDL den Vertrieb des SDL-8630 Lasersystems, sowie der einzelnen Komponenten eingestellt hat, fehlt insbesondere der Ersatz für die tapered amplifier chips. Der erste eingesetzte Verstärkerchip zeigte nach einer Betriebsdauer von etwa 4000 Stunden ein Absinken der Verstärkung und damit auch der Ausgangsleistung auf nicht mehr akzeptable Werte und musste daraufhin ersetzt werden. Weitere Spezifikationen über die Lebensdauer der Verstärkerchips im gepulsten Betriebszustand liegen bisher nicht vor. Inzwischen ist der letzte in der Arbeitsgruppe B2 vorhandene Verstärkerchip im Halbleiter-Synchrolasersystem bereits etwa 3000 Stunden im Einsatz. Eine Alterung dieses Chips ist bisher nicht zu erkennen, dennoch ist davon auszugehen, dass auch er nur eine begrenzte Lebensdauer besitzt.

2.3 Ansätze für die Weiterentwicklung

Die Möglichkeiten der Weiterentwicklung, die in dieser Arbeit verfolgt werden, kann man, wie das Halbleiter-Synchrolasersystem selbst, im Wesentlichen in zwei Bereiche untergliedern:

Zum einen ist eine weitere Erforschung der als Master-Oszillator verwendeten Diodenlaser interessant. In Kapitel 3 wird die gain-switching-Methode zur Pulserzeugung daher näher untersucht. Aufbauend auf den Untersuchungen in [Zal98] steht hier die Frage nach einer möglichen Erhöhung der Ausgangsleistung im Vordergrund. Ziel ist es herauszufinden, ob ein gepulster Betrieb von Diodenlasern ohne eine zusätzliche Nachverstärkung zu einer ausreichenden Ausgangsleistung führen kann.

Der zweite Ansatzpunkt ist das Power Amplifier-System. Die Möglichkeit eines völlig anderen Verstärkersystems auf der Basis von Titan:Saphir als aktives Medium ist Gegenstand von Kapitel 4. Eine weitere Option stellen Tapered Amplifier-Chips eines deutschen Herstellers dar, die unter Umständen mit dem SDL-System kompatibel sein könnten. Experimentelle Untersuchungen hierzu konnten bis zur Fertigstellung dieser Arbeit aufgrund von Lieferschwierigkeiten allerdings nicht durchgeführt werden.

Kapitel 3

Pulserzeugung mit Diodenlasern

Wie bereits in Abschnitt 1.3 beschrieben, lässt sich Pulsbetrieb bei Diodenlasern durch eine periodische Modulation des Pumpstromes erreichen. Jeder Pumpspuls führt zu einem Anstieg der Ladungsträgerdichte. Wächst die Inversion dadurch über die Laserschwelle, so kann sie in einem kurzen Puls abgerufen werden. Man erreicht also eine Modulation der

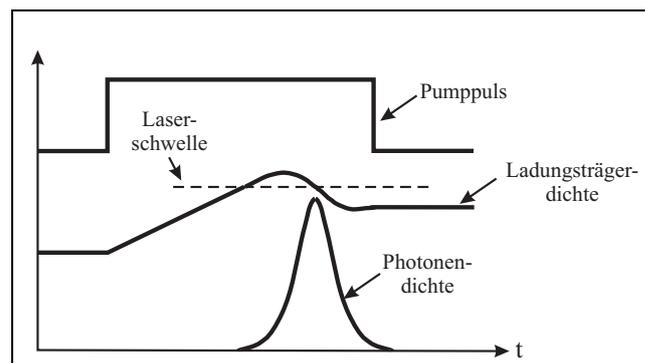


Abbildung 3.1: Typischer Verlauf der Photonen- und Ladungsträgerdichte nach [Pat97]

Verstärkung durch gepulstes Einbringen von Ladungsträgern über den p-n-Übergang, das Verfahren wird daher als *gain-switching* („Verstärkungsschalten“) bezeichnet.

Auf diese Weise können Lichtpulse mit einer Breite von 10-50ps bei hohen Repetitionsraten (im GHz-Bereich) erreicht werden. Ein besonderer Vorteil des Verfahrens ist der kompakte Aufbau: Es sind keine externen Cavities oder zusätzliche optische Elemente nötig. Außerdem können konventionelle Diodenlaser verwendet werden.

Das folgende Kapitel wird sich näher mit der gain-switching-Methode zur Pulserzeugung mit Diodenlasern beschäftigen. Nach einer einfachen theoretischen Beschreibung werden die technische Umsetzung für das Synchrolasersystem und die durchgeführten Experimente dargestellt. In den anschließenden Untersuchungen liegt der Schwerpunkt auf der Frage, ob eine weitere Erhöhung der Ausgangsleistung bei ähnlich guter Pulsqualität möglich ist.

3.1 Theoretische Beschreibung

3.1.1 Ratengleichungen für Halbleiterlaser

Das zeitliche Verhalten der Ladungsträger- (n_c) und Photonendichte (n_γ) im Halbleiterlaser kann mit Hilfe von Ratengleichungen beschrieben werden.

Die Änderung der Ladungsträgerdichte ergibt sich aus der Injektionsstromdichte j als Gewinnmechanismus, sowie aus dem Verlust durch spontane und induzierte Rekombinationen. Man erhält

$$\frac{dn_c(t)}{dt} = \frac{j(t)}{ed} - \frac{n_c(t)}{\tau_c} - g(n_c(t))n_\gamma \quad . \quad (3.1)$$

Dabei ist d die Dicke der aktiven Zone, τ_c die spontane Lebensdauer der Ladungsträger innerhalb der aktiven Zone, zu der sowohl strahlende als auch strahlungslose Rekombinationen beitragen [Agr93]. Mit dem Verstärkungskoeffizienten g (gain coefficient) beschreibt man die Absorption und die Verstärkung des Lasermediums. Näherungsweise kann man eine lineare Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte annehmen, wobei $n_c^{(tr)}$ die Ladungsträgerdichte bei Transparenz des Mediums beschreibt:

$$g(n_c) = A \left(n_c - n_c^{(tr)} \right) \quad (3.2)$$

Bei einem linearen Zusammenhang ist der sogenannte *differentielle Gewinn* $A = \frac{dg}{dn_c}$ konstant.

Der Zuwachs der Photonendichte n_γ lässt sich beschreiben durch die spontane Emission in den betreffenden Lasermode, sowie die Rate der stimulierten Emission, welche wieder vom Verstärkungskoeffizienten g abhängt. Der Verlust von Photonen durch Auskoppeln, Absorption, aber auch alle anderen Verlustmechanismen, wird durch die Lebensdauer der Photonen im Resonator τ_γ berücksichtigt. Man erhält

$$\frac{dn_\gamma(t)}{dt} = \beta \frac{n_c(t)}{\tau_c} + \Gamma g(n_c(t))n_\gamma - \frac{n_\gamma(t)}{\tau_\gamma} \quad . \quad (3.3)$$

Der Faktor β (*spontaneous emission factor*) beschreibt den Anteil an spontan emittierten Photonen, der in den Lasermode emittiert wird. Der sogenannte *optische confinement-Faktor* Γ berücksichtigt, dass nur ein Teil der Gesamtenergie im Mode in die aktive Zone fällt und für die Wechselwirkung mit den Ladungsträgern zur Verfügung steht [Agr93].

Die hier aufgestellten Ratengleichungen gelten in dieser Form nur für die Emission in einen einzigen Lasermode. Um eine exakte Beschreibung der Verhältnisse im Multimode-Betrieb, der z.B. auch beim Verstärkungsschalten gegeben ist (vgl. Spektren in Kap 3.3), zu erhalten, müssten die Gleichungen auf alle Moden, die innerhalb des Verstärkungsprofils liegen, verallgemeinert werden. Dies führt allerdings auf ein kompliziertes gekoppeltes Gleichungssystem für alle m beteiligten Moden und soll hier nicht weiter verfolgt werden. Wie bereits in anderen Arbeiten [Zal98] beschrieben wurde, stellen die Einmoden-Ratengleichungen zumindest für eine qualitative Beschreibung der Dynamik eine relativ gute Näherung dar. Man sollte aber stets berücksichtigen, dass es so unter Umständen nicht möglich ist, quantitativ exakte Ergebnisse zu erhalten.

3.1.2 Lösung der Ratengleichungen

Um eine Lösung zu den aufgestellten Ratengleichungen finden zu können, ist es notwendig, die verschiedenen in den Gleichungen enthaltenen Parameter zu bestimmen. Eine Zusammenstellung von typischen Werten, die unter Verwendung verschiedener Literaturquellen ([Agr93], [Cho94], [Sin95]) erstellt wurde, ist in [Zal98] zu finden. Auf die schwierige Bestimmung der speziellen Werte für die hier verwendeten Dioden wird an dieser Stelle verzichtet. Zu einer qualitativen Beschreibung der Verhältnisse sollte eine Verwendung von typischen Werten ausreichen. Die für die Berechnungen verwendeten Werte sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Transparenzladungsträgerdichte	$n_{c(tr)}=1,9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Dicke der aktiven Schicht	$d=5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$
Fläche der aktiven Schicht	$A=1,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$
Differentieller Gewinn	$dg=2,5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{-3}$
Ladungsträger-Lebensdauer	$\tau_c=2 \text{ ns}$
Photonen-Lebensdauer	$\tau_\gamma=1 \text{ ps}$
optical confinement factor	$\Gamma=0,1$
spontaneous emission factor	$\beta=3 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 3.1: Typische Werte der für die Berechnungen benötigten Parameter nach [Zal98]

Das Stromsignal, welches für die Ladungsträgerinjektion sorgt, wird über die Kennlinie $I(U)$ der Diode bestimmt. Man betrachtet die Ansteuerung als ideale Spannungsquelle, die ein Spannungssignal der Form

$$U(t) = U_{DC} + U_{AC} \sin(\omega t) \quad (3.4)$$

liefert. Die Modulationsfrequenz ist durch die MAMI-HF-Masterfrequenz festgelegt und beträgt also $\omega = 0,0157 \frac{\text{rad}}{\text{ps}}$. Die Spannungsamplituden müssen entsprechend der eingestellten DC-Bias- und HF-Leistungs-Werte gewählt werden, um eine Vorhersage für die dadurch entstehende Pulsform zu erhalten.

Die Ratengleichungen (Gl. 3.1, 3.3) stellen ein System von gekoppelten Differentialgleichungen dar. Die Lösung für die gewählten Parameter erfolgt numerisch mit einem aus [Zal98] entnommenen Mathematica-Programm. Abbildung 3.2 zeigt den Verlauf der Photonendichte für einen Puls, wie er theoretisch mit einem DC-Strom von etwa 54 mA und typischer HF-Leistung zu erwarten ist. Durch Anpassen einer Gauß-Funktion an die simulierte Pulsform kann man die Breite des Pulses bestimmen. Für die Halbwertsbreite ergibt sich hier $FWHM \approx 31,9 \text{ ps}$. Ein Vergleich mit den bereits durchgeführten Pulsmessungen in [Zal98] zeigt, dass sich aus der Simulation zumindest in der Nähe der Laserschwelle realistische Voraussagen für die Pulsform treffen lassen.

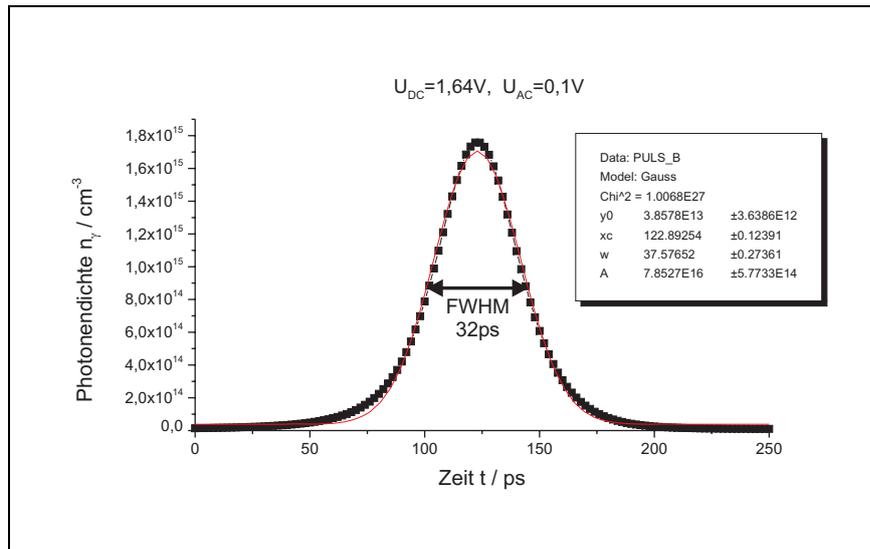


Abbildung 3.2: Aus den Ratengleichungen gewonnene Pulsform für $I_{DC} \approx 54mA$

3.2 Experimenteller Aufbau

3.2.1 Erzeugung des Stromsignals

Abbildung 3.3 zeigt den Aufbau der Ansteuerung, die das modulierte Stromsignal zur Puls-erzeugung in die Diode einkoppelt. Um eine Synchronisation mit der MAMI-Hochfrequenz

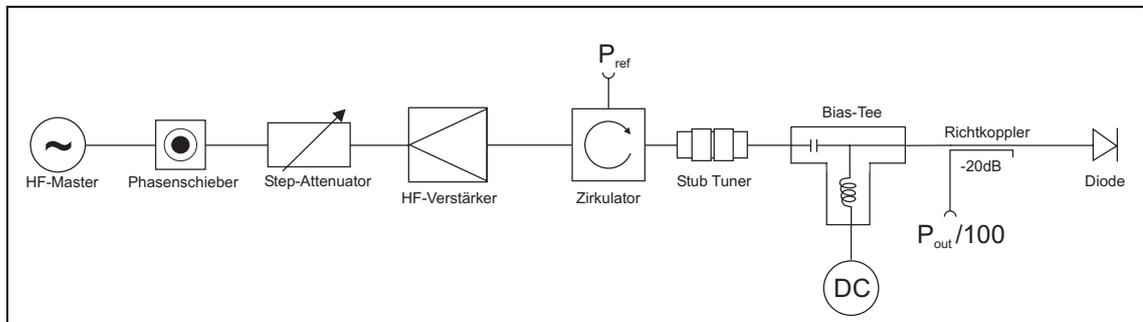


Abbildung 3.3: Diodenansteuerung zur Puls-erzeugung

zu ermöglichen, wird ein Referenzsignal des MAMI-HF-Master als Eingangssignal verwendet. Mit Hilfe eines Phasenschiebers können die Pulse relativ zum Akzeptanzfenster des Beschleunigers verschoben werden. Der folgende Step-Attenuator ist nur im für die Messungen verwendeten Testaufbau vorhanden. Er dient dazu, die Amplitude des auf den DC-Strom aufmodulierten HF-Signals beeinflussen zu können. Der an der PKA1 installierte Aufbau arbeitet bei einer festen HF-Leistung und kommt daher ohne einen regel-

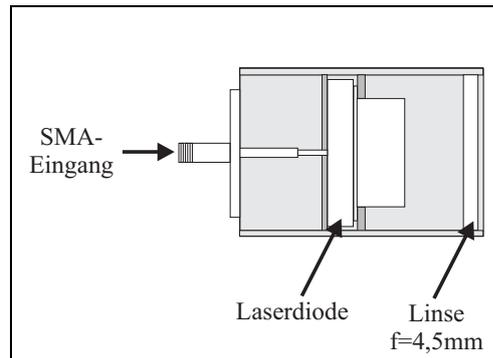


Abbildung 3.5: Kollimationstubus mit Laserdiode und SMA-Anschluss

Anschlüsse an der Diode entfernt. Einer davon (Pin3) versorgt die Monitor-Photodiode, die hier nicht verwendet wird. Der andere (Pin2) sorgt für den Masseanschluss, der im Aufbau, wie er in Abbildung 3.5 zu erkennen ist, über das Gehäuse geführt wird. Mit Hilfe von Spezialisten der HF-Abteilung konnte an den verbleibenden Anschluss der Diode ein Adapter angelötet werden, der eine direkte Verbindung mit der auf den Kollimationstubus aufgeschraubten SMA-Buchse möglich macht (vgl. Abb. 3.5). Mit dem System wird nach Impedanzanpassung mit einem Stub-Tuner (vgl. Abb. 3.3) eine Reflexion der HF-Leistung von wenigen Promille erreicht.

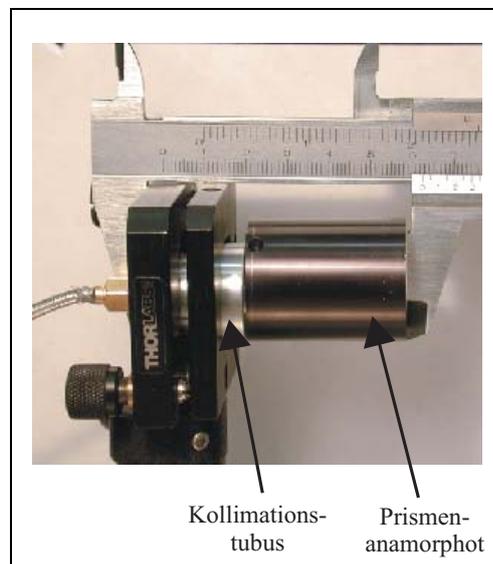


Abbildung 3.6: Kollimationstubus und Prismenanamorphot in Halterung

Um die in Abschnitt 1.2.4 beschriebene Asymmetrie des aus der Laserdiode emittierten

Strahls zu kompensieren, wird ein Prismenanamorphot¹ auf den Kollimationstabus aufgesetzt. Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Mit diesem sehr kompakten System lässt sich ein runder Laserstrahl von etwa 3mm Durchmesser erzeugen. Außerdem kann ein Einkoppeln der nötigen HF-Leistung ohne wesentliche Reflexionsverluste gewährleistet werden.

3.3 Verhalten im Pulsbetrieb

Im Folgenden wird die Veränderung verschiedener betriebsrelevanter Parameter der Dioden beim Übergang vom cw- zum Pulsbetrieb untersucht. Interessant sind hier eventuelle Änderungen von Wellenlänge, Ausgangsleistung und Lebensdauer der untersuchten Dioden.

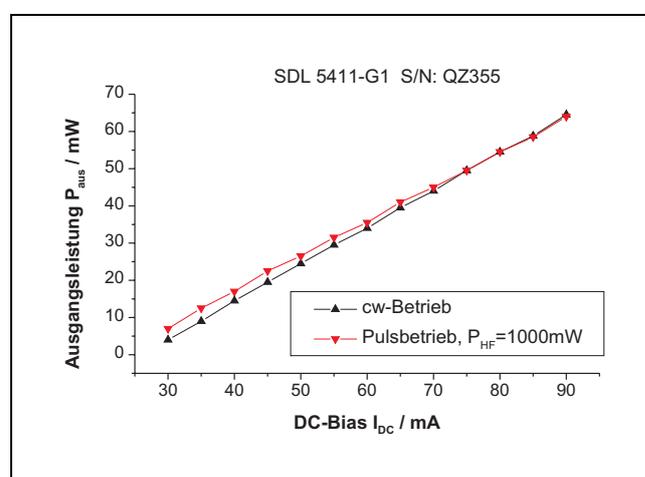


Abbildung 3.7: Kennlinie eines Diodenlasers im cw- und Pulsbetrieb

Misst man die Ausgangsleistung der Laserdioden im cw- und Pulsbetrieb, so zeigt sich zwar in der Nähe der Laserschwelle noch eine geringfügige Leistungserhöhung bei Einschalten der HF-Modulation, dieser Effekt wird allerdings mit zunehmendem DC-Bias geringer. Abbildung 3.7 zeigt die typische Kennlinie einer 100mW Laserdiode oberhalb der Schwelle für cw- und Pulsbetrieb.

Im Gegensatz zur Ausgangsleistung findet man in den Spektren der Laserdioden deutliche Unterschiede zwischen cw- und Pulsbetrieb. Abbildung 3.8 zeigt die entsprechenden Spektren, die mit einem Laserspektrometer² gemessen wurden. Im cw- Betrieb schwingen nur wenige Moden des Diodenlasers auf einer Breite von etwa 3nm an. Der wesentliche Anteil der Leistung verteilt sich im dargestellten Beispiel auf 2 Moden, im optimalen Betriebszustand kann auch single-mode-Betrieb erreicht werden. Moduliert man den Pumpstrom

¹06GPA, Firma Melles Griot

²Wavescan, Firma APE

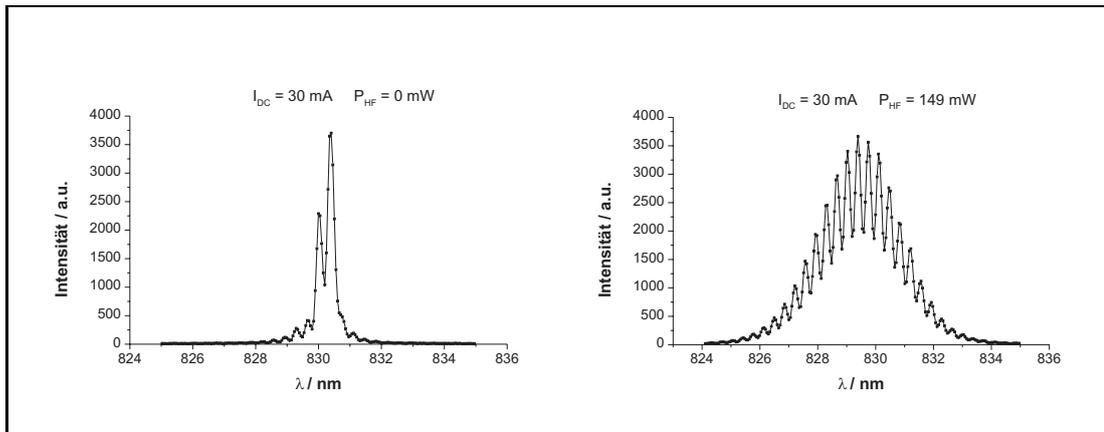


Abbildung 3.8: Spektrum einer (Rohm RLD-83PF-) Laserdiode im cw- und Pulsbetrieb

der Diode mit dem $2,45\text{GHz}$ -Signal, so verteilt sich die Intensität auf einen deutlich breiteren Spektralbereich von ca. 8nm . Es schwingen viele Moden an, dominierend sind die im Zentrum des Verstärkungsprofils. Die mittlere Wellenlänge des emittierten Laserlichts ist im Pulsbetrieb niedriger als im cw-Betrieb. Die Verschiebung liegt bei $1 - 3\text{nm}$ und

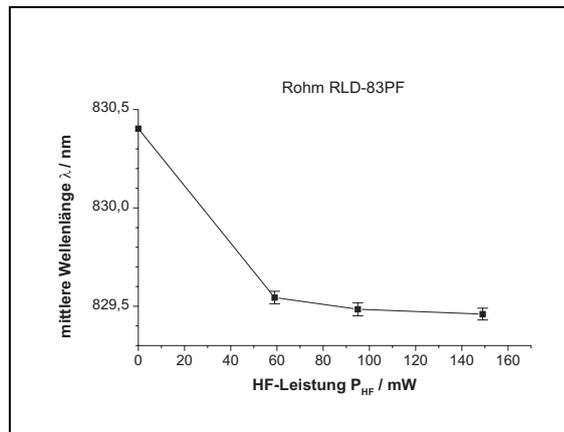


Abbildung 3.9: Einfluss der HF-Leistung auf die mittlere Wellenlänge

wächst mit der eingekoppelten HF-Leistung (vgl. Abb. 3.9).

Ein Einfluss des Pulsbetriebs auf die Lebensdauer der Laserdioden lässt sich bisher nicht feststellen. Im derzeitigen Betriebszustand (Ausgangsleistung ca. 30mW , HF-Leistung max. 300mW) können die verwendeten Laserdioden ohne Weiteres mehrere Tausend Stunden betrieben werden. Allerdings muss ein gepulster Dauerbetrieb dieser Dioden bei ihrer Maximalleistung noch nachgewiesen werden. Im Zeitraum der durchgeführten Messungen konnten hierbei noch keine Alterungseffekte festgestellt werden, die Betriebs-

dauer liegt aber bis jetzt erst im Bereich von einigen Stunden.

3.4 Pulsmessverfahren

Bei der Weiterentwicklung des Diodenlasersystems hin zu höheren Ausgangsleistungen ist es wichtig, eine Diagnosemöglichkeit für Breite und Form der emittierten Laserpulse zu finden. Auf diese Weise kann gewährleistet werden, dass die gewünschten Laserleistungen bei einer ausreichenden Pulsqualität erreicht werden. Insbesondere ist wichtig, dass die Breite der Pulse die Akzeptanz des Beschleunigers von etwa $200ps$ nicht überschreitet, um Strahlverluste zu vermeiden. Bei den hier auftretenden Pulsbreiten von $50-200ps$ und der Repetitionsrate von $2,45GHz$ stehen allerdings nur wenige Messverfahren zur Verfügung, die eine Aussage über die Pulsform erlauben.

Da es sich bei den Laserpulsen um ein ($2,45GHz$ -) periodisches Signal handelt, konnten direkte Messungen des Signals mit einem schnellen Photodetektor und einem Sampling-Oszilloskop durchgeführt werden. Einen indirekten Zugang zu den Laserpulsen erhält man über die Messung der mit ihnen erzeugten Elektronenpulse. Verwendet man geeignete Photokathoden, so gibt der Elektronenpuls die Struktur des erzeugenden Laserpulses wieder.

Beide Verfahren wurden im Verlauf dieser Arbeit zur Vermessung der Pulse verwendet und werden in den nächsten Abschnitten näher beschrieben.

3.4.1 Schneller Photodetektor

Eine direkte Messung der Laserpulse kann mit Hilfe eines Photodetektors durchgeführt werden. Durch die kleinen Pulsbreiten muss ein Detektor mit großer Bandbreite verwendet werden. Abbildung 3.10 zeigt den Aufbau zur Pulsmessung mit einem in der Arbeitsgrup-

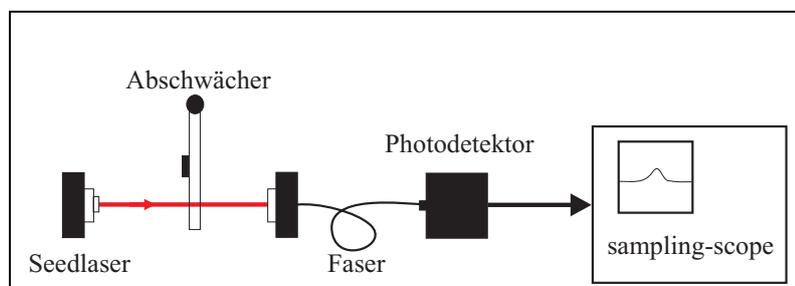


Abbildung 3.10: Aufbau zur Pulsmessung mit Photodetektor und Sampling-Oszilloskop

pe zur Verfügung stehenden $25GHz$ -Photodetektor³. Ein zusätzlicher variabler optischer Abschwächer wurde hierbei zum Schutz des Detektors vor zu hohen Eingangssignalen eingebaut. Die Detektorsignale konnten auf einem Sampling-Oszilloskop⁴ ausgegeben werden. Abbildung 3.11 zeigt das Pulsverhalten einer SDL-Laserdiode unter Bedingungen,

³New Focus, Model 1434

⁴Tektronix 7904 Oszilloskop, S-4 sampling head mit Anstiegszeit $t \leq 25ps$

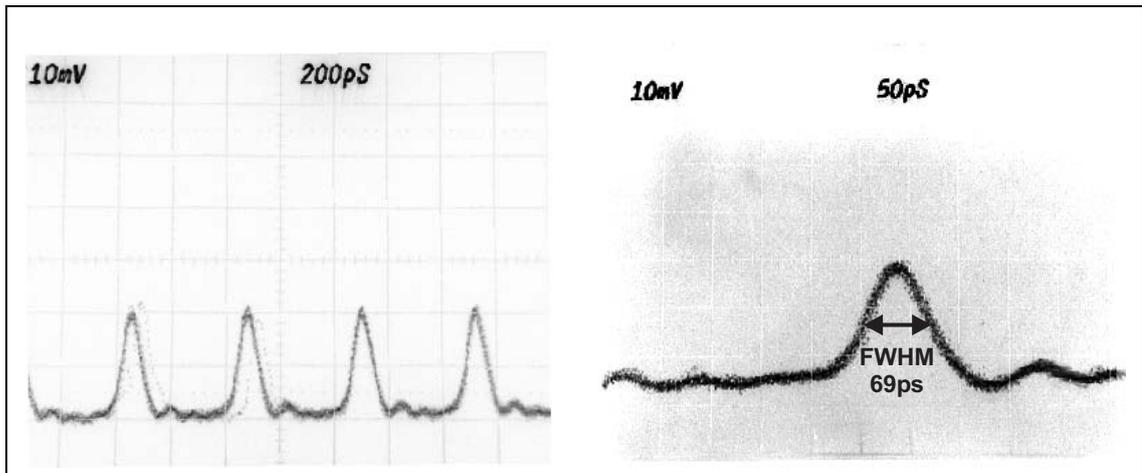


Abbildung 3.11: Pulsmessung bei $I_{DC} \approx 35mA$ und $P_{HF} \approx 300mW$

die dem Betrieb am Synchrolasersystem der PKA1 entsprechen. Es ist eine vollständige Modulation der emittierten Laserleistung zu erkennen, ein cw-Untergrund ist nicht messbar. Die mit diesem Messverfahren bestimmten Pulsbreiten sind im Vergleich zu anderen Methoden etwas zu groß. Dies ist auf die begrenzte Bandbreite von Photodetektor und Sampling-Einheit zurückzuführen. Das System stößt bei Zeiten deutlich unter $100ps$ an seine Grenzen.

3.4.2 Gepulste Elektronenquelle PKAT

Pulsmessungen mit einer Auflösung von $2ps$ können mit Hilfe der von P.Hartmann [Har97] aufgebauten gepulsten Quelle polarisierter Elektronen (Testquelle PKAT) durchgeführt werden. Hierbei werden die optischen Pulse nicht direkt vermessen, sondern damit erzeugte Elektronenpulse. Das Prinzip solcher Messungen ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Die mit dem Diodenlaser erzeugten Pulse werden über eine optische Faser zur Testquelle transferiert und dort wie auch an der PKA1 auf eine Photokathode fokussiert. Auch das Prinzip der Elektronenproduktion ist dasselbe wie an der Quelle des Beschleunigers. Die Auswahl der Photokathoden zielt hier allerdings nicht auf eine hohe Polarisation der Elektronen, sondern eine möglichst unveränderte Übersetzung des Lichtpulses in einen Elektronenpuls ab. Es ist also wichtig eine Kathode mit möglichst kurzer Responsezeit zu verwenden, um keine zusätzliche Verbreiterung des Pulses zu verursachen. Für die hier durchgeführten Messungen wurde ein $0,2\mu m$ GaAs Bulk-Kristall verwendet. Die Responsezeit kann man auf $< 3ps$ eingrenzen [Sch00].

Die erzeugten Elektronenpulse werden mit einem Deflektorresonator synchron zur $2,45GHz$ MAMI-Hochfrequenz über eine Blende bewegt. Dadurch lässt sich auf der Blende ein räumliches Abbild der zeitlichen Intensitätsverteilung im Elektronenpuls erzeugen. Die durch die Blende transmittierten Elektronen werden in einem Faraday-cup nachgewiesen. Durch Verschieben der Phase zwischen Deflektor und dem ebenfalls mit dem HF-

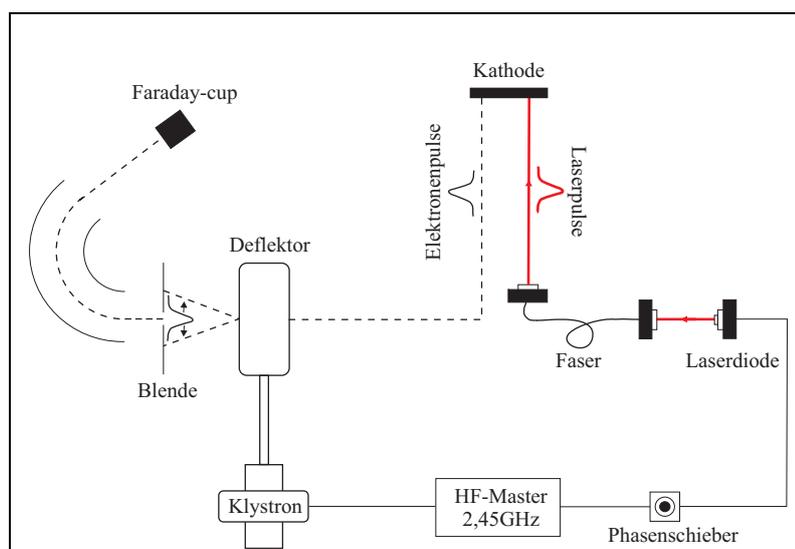


Abbildung 3.12: Messungen an der Testquelle nach [Har97]

Mastersignal synchronisierten Laser wird der Elektronenpuls über die Blende geschoben. Auf diese Weise kann der eingekoppelte Laserpuls über einen Bereich von 180° also etwa 204ps abgescannt werden. Ein bereits vorhandenes Messprogramm führt die Pulsmessungen weitgehend automatisch durch. Die Phase zwischen Laser und Deflektor wird mit einer wählbaren Schrittweite abgefahren. Für jeden Phasenmesspunkt werden 10 Messungen des durch die Blende transmittierten Stroms durchgeführt und ein Mittelwert, sowie dessen Fehler bestimmt. Diese Werte werden dann zur späteren Auswertung in einer Datei abgelegt.

Abbildung 3.13 zeigt einen mit der Testquelle vermessenen Laserpuls unter vergleichbaren Bedingungen wie im Strahlbetrieb, bzw. der in Abb. 3.11 dargestellten Messung. Die

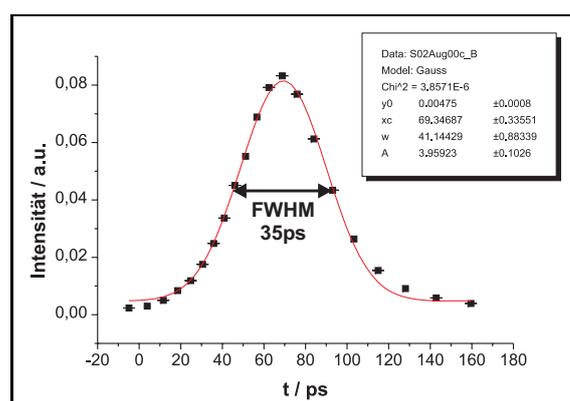


Abbildung 3.13: Messung eines Laserpulses mit der PKAT

angepasste Gauß-Funktion zeigt eine Halbwertsbreite von etwa $35ps$. Es lässt sich eine sehr genaue Messung der Pulsform durchführen. Durch die Ablenkung des Elektronenstrahls in nur einer Raumrichtung kann allerdings, wie bereits beschrieben, nur ein maximaler Scanbereich von 180° erreicht werden. Bei größeren Pulsbreiten tritt also in den Flanken des Pulses ein Messfehler auf, da an einem Phasenpunkt ϕ immer die Überlagerung der Intensitäten $I(\phi) + I(\phi + 180^\circ)$ gemessen wird. Dies kann bei der Vorhersage der Transmission durch den Beschleuniger zu Problemen führen.

3.4.3 Vergleich der Messverfahren

Wie bereits in den vorangegangenen Abschnitten erwähnt, bewegen sich die zu vermessenden Laserpulse in einem Bereich, der beide Messverfahren an ihre Grenzen führt. Ziel der Pulsmessungen ist die Vorhersage, ob ein erzeugter Laserpuls, bzw. der damit produzierte Elektronenpuls, eine ausreichende Transmission durch den begrenzten Akzeptanzbereich des Beschleunigers aufweist. Daher ist eine exakte Vermessung der Pulsbreite und damit der Transmission durch ein festes Zeitfenster erforderlich.

Die Messungen mit dem Photodetektor führen hier nicht zu völlig verlässlichen Aussagen, da neben den Laserpulsen weitere Schwingungen auf dem Sampling-Oszilloskop auftreten (vgl. Abb. 3.11), welche in den Elektronenpulsen nicht mehr nachweisbar sind. Diese sind wohl auf Reflexionen des Signals und damit auf die speziellen Eigenschaften des Messverfahrens zurückzuführen. Solche Artefakte führen zu einer erschwerten Vorhersage der zeitlichen Intensitätsverteilung. Außerdem werden die Pulsbreiten kurzer Pulse durch die begrenzte Bandbreite zu groß wiedergegeben. Das Messverfahren ist aber durchaus geeignet, um eine schnelle Analyse des prinzipiellen Pulsverhaltens durchzuführen. Es ist weniger aufwendig als die Messung an einer Elektronenquelle und lässt Aussagen über die vollständige Modulation des Lasers sowie eventuell auftretenden cw-Untergrund zu. Daher wurde das Messverfahren im Zuge dieser Arbeit als Online-Monitor bei Veränderungen der Diodenansteuerung verwendet. Es konnten zumindest qualitative Untersuchungen ange stellt werden, die es ermöglichten einzuschätzen, ob die durchgeführten Veränderungen zu einer Verschlechterung der Pulsform führten.

Die Messungen an der Testquelle lassen wesentlich genauere Aussagen über die Pulsform zu. Allerdings ist das Verfahren aufwendiger, da die Elektronenquelle für jede Messreihe eigens in Betrieb genommen werden muss. Es bietet sich also an, eine Voreinschätzung durch Messungen mit dem Photodetektor zu treffen, um dann systematische Untersuchungen –beispielsweise Vergleich der Pulsbreiten– in einer Messreihe an der Testquelle durchzuführen. Dabei muss man allerdings beachten, dass bei breiten Pulsen eine Verfälschung der Messung durch den begrenzten Scanbereich der Testquelle auftritt.

Durch eine Kombination aus den vorgestellten Messverfahren hat man die Möglichkeit, die Ansteuerung der verstärkungsgeschalteten Laserdioden hinsichtlich der Ausgangsleistung zu optimieren und dabei Vorhersagen für die Transmission der erzeugten Elektronenpulse durch den Beschleuniger zu treffen. Da beide Verfahren in diesem Zeitbereich an ihre Grenzen stoßen, können Tests am Beschleuniger nicht völlig ersetzt werden. Es war daher nötig, die erreichten Verbesserungen in Teststrahlzeiten auf ihre Anwendbarkeit am Beschleuniger zu untersuchen.

3.5 Optimierung der Ausgangsleistung

Ziel einer Weiterentwicklung des Verfahrens zur Pulserzeugung ist es, höhere Ausgangsleistungen ohne eine zusätzliche Nachverstärkung zu erreichen. Die bisher verwendeten Seed-Laserdioden sind im cw-Betrieb auf eine Ausgangsleistung von 100mW spezifiziert. In der Anwendung als Seed-Laser werden sie bei etwa 30mW betrieben und später auf maximal 130mW nachverstärkt. Mit einer Ausgangsleistung von 100mW im Pulsbetrieb wäre es möglich, den Strahlbetrieb mit den derzeitigen Anforderungen an Strahlstrom sowie Länge der Strahlzeiten aufrecht zu erhalten. Ein solches System könnte zwar keine endgültige Lösung für den Betrieb der polarisierten Elektronenquelle darstellen, da keinerlei Leistungsreserven vorhanden wären, bei einem Ausfall des letzten Verstärkerchips könnte damit allerdings zumindest der Strahlbetrieb aufrecht erhalten werden. Der erste Teil dieses Abschnitts widmet sich also der Frage, ob ein Pulsbetrieb mit diesen Dioden auch noch bei ihrer maximalen Ausgangsleistung möglich ist.

Eine weitere Steigerung der Ausgangsleistung könnte dann mit dem Einsatz des 200mW -Diodentyps SDL5431 erreicht werden.

3.5.1 Theoretische Vorhersagen

Um das Verhalten der Laserdioden bei einer Veränderung der Ansteuerungsparameter DC-Bias und HF-Leistung vorhersagen zu können, wurden verschiedene Simulationen mit dem in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Verfahren durchgeführt. Man kann erkennen, dass bei einer Erhöhung des DC-Bias, die zu einer größeren Ausgangsleistung der Diode führt, ein cw-Untergrund unter den Pulsen, sowie eine Pulsverbreiterung auftritt. Dies lässt sich offenbar durch eine zusätzliche Erhöhung der HF-Amplitude kompensieren. Abbildung

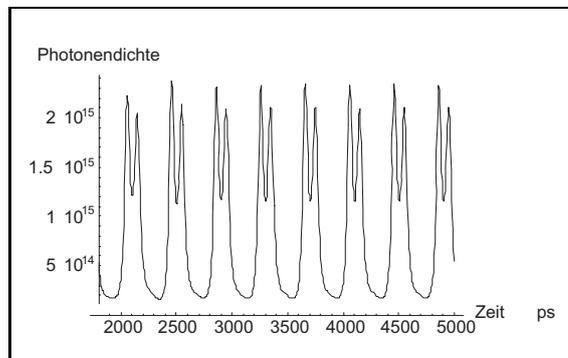


Abbildung 3.14: Simulation eines erhöhten DC-Bias bei $0,1\text{V}$ HF-Amplitude

3.14 zeigt eine Simulation, die von den Werten aus Abschnitt 3.1.2 ausgeht. Der DC-Bias wurde von 54mA auf etwa 115mA erhöht. Auffällig ist die stark veränderte Pulsform mit auftretenden Doppelpulsen. Diese konnte zwar in späteren Messungen wiedergefunden werden, tritt dort aber erst bei deutlich höheren DC-Strömen auf. Die Simulation scheint hier also an ihre Grenzen zu stoßen. Zurückzuführen ist dies wohl auf die Näherungen,

die bereits beim Aufstellen der Gleichungen gemacht wurden (vgl. Abschnitt 3.1.1). Eine Vorhersage der exakten Pulsform lässt sich also bei höheren Leistungen nicht mehr treffen. Allerdings lässt sich vermuten, dass die prinzipielle Entwicklung korrekt wiedergegeben wird, und somit eine Kompensation der Pulsverbreiterung, die bei Erhöhen des DC-Bias auftritt, durch Einkoppeln einer höheren HF-Leistung tatsächlich möglich ist. Es stellt sich die Frage, ob die Diodenlaser bei den so veränderten Ansteuerungsparametern noch einen stabilen Betriebszustand erreichen, bzw. ob eine Erhöhung der HF-Leistung nicht sogar zur Zerstörung der Dioden führt. Einer der Hauptmechanismen, die zur Schädigung der Dioden führen, ist das Schmelzen von Material innerhalb der Oberflächenzone. Dieser tritt laut Hersteller bei einer Energiedichte an der Austrittsfläche von mehr als $10^6 \frac{W}{cm^2}$ auf [SDL94]. Der 2,45GHz-Pulsbetrieb der Laserdioden bedeutet eine Leistungsüberhöhung um etwa einen Faktor 10. Die Pulsspitzenleistung P_{max} ist also etwa zehn mal so groß wie die mittlere Leistung \bar{P} . Man muss daher mit deutlich höheren Energiedichten rechnen, als sie im cw-Betrieb auftreten. Durch die kurze Pulsdauer treten diese allerdings nur für Zeiten $< 100ps$ auf. Innerhalb der Oberflächenzone stellt sich erst in etwa $1\mu s$ ein thermisches Gleichgewicht ein [SDL94]. Es ist also durchaus denkbar, dass eine Schädigung der Dioden bei Pulsdauern, die deutlich kürzer sind, nicht stattfindet.

3.5.2 Messungen

Um die Vorhersagen aus der Simulation experimentell zu überprüfen, wurden verschiedene Messungen mit Photodetektor und Testquelle durchgeführt. Es zeigt sich, dass die Ausgangsleistung der Dioden durch eine Erhöhung des DC-Bias tatsächlich bis zur maximalen cw-Leistung erhöht werden kann, ohne die Diode zu zerstören. Die erwartete Verbreiterung der Pulse konnte in den Messungen bestätigt werden. Auch das Signal/Untergrund-

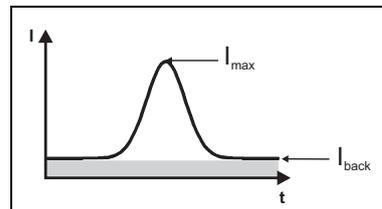


Abbildung 3.15: Bestimmung des Signal/Untergrund-Verhältnisses

Verhältnis, also der Quotient aus Pulshöhe I_{max} und cw-Untergrund I_{back} (vgl. Abb. 3.15), verschlechterte sich wie erwartet.

Abbildung 3.16 zeigt eine systematische Untersuchung der Veränderungen bei Erhöhung des DC-Bias, die mit der Testquelle durchgeführt wurde. Untersucht wurde der auf $100mW$ Ausgangsleistung spezifizierte Diodentyp, der auch als Seed-Laser im Halbleiter-Synchrolasersystem verwendet wird. Die Pulsbreiten, sowie das Signal/Untergrund-Verhältnis können aus Gauß-Funktionen bestimmt werden, die an die Messwerte angepasst wurden.

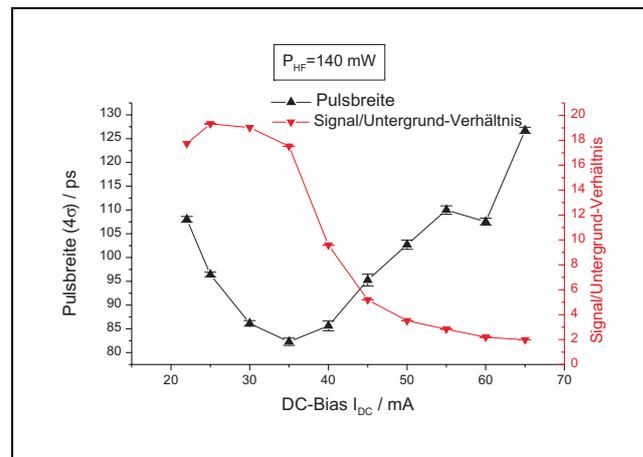


Abbildung 3.16: Veränderung der Pulsform bei Erhöhung des DC-Bias und konstanter HF-Leistung

Man kann erkennen, dass es zu einer festen HF-Leistung (hier 140mW) einen optimalen DC-Bias gibt. Bei etwa $I_{DC} = 35\text{mA}$ stellt sich die kürzeste Pulsbreite bei gutem Signal/Untergrund-Verhältnis ein. Wird der DC-Bias weiter erhöht, werden die Pulse breiter und ein cw-Untergrund tritt auf.

Diese Verschlechterung der Pulsqualität konnte –wie in der Simulation vorhergesagt– durch eine zusätzliche Erhöhung der HF-Leistung teilweise kompensiert werden. Dadurch ist es möglich, mit diesem Diodentyp eine Ausgangsleistung von 100mW bei Pulsbetrieb mit $2,45\text{GHz}$ zu erreichen. Durch die größere Breite der auftretenden Pulse stößt das Messverfahren mit der Testquelle allerdings an seine Grenzen. Abbildung 3.17 zeigt eine

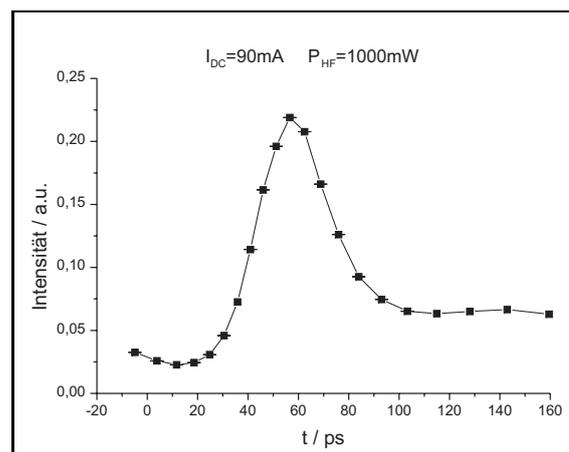


Abbildung 3.17: Pulsmessung an der Testquelle bei $I_{DC} = 90\text{mA}$ und $P_{HF} = 1000\text{mW}$

Messung bei $I_{DC} = 90mA$ und $P_{HF} = 1000mW$, also einer Ausgangsleistung von etwa $75mW$. Die rechte Flanke des Pulses fällt in der Messung nicht mehr vollständig ab. Dies kann einerseits auf das Messverfahren zurückzuführen sein –der begrenzte Scanbereich führt zu einer Verfälschung der Flanken–, es ist aber nicht auszuschließen, dass tatsächlich ein größerer Teil der Intensität in einem weiten Ausläufer des Pulses zu finden ist. Dies würde die Transmission eines damit erzeugten Elektronenpulses durch den Beschleuniger deutlich verringern. Es war also nötig, eine zusätzliche Messung an der polarisierten Elektronenquelle PKA1 des Beschleunigers durchzuführen, um verlässliche Daten über die Transmission und damit die Anwendbarkeit des Systems zu bekommen.

3.5.3 Ergebnisse der Teststrahlzeiten

100mW Laserdioden

Die im vorangegangenen Abschnitt dargestellten Ergebnisse konnten hinsichtlich ihrer Übertragbarkeit auf den Beschleunigerbetrieb am 02.05.2001 in einer Teststrahlzeit überprüft werden. Dazu wurde eine SDL 5411-G1-Laserdiode mit der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Ansteuerung zur Pulserzeugung versehen und in die optische Bank der polarisierten Elektronenquelle PKA1 eingebaut. Durch die Verwendung des nur etwa 8cm langen Gesamtaufbaus (vgl. Abschnitt 3.2.2) konnte vermieden werden, Manipulationen am Halbleiter-Synchrolasersystem vornehmen zu müssen. Während der Teststrahlzeit konnten Pulsmessungen mit dem Chopper des Interface 0 (INT0), Messungen der Transmission durch das INT0, sowie der Transmission durch den gesamten Beschleuniger durchgeführt werden.

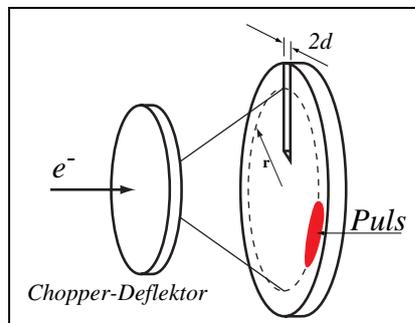


Abbildung 3.18: Das Chopper-System im INT0 [Har97]

Das Verfahren zur Pulsmessung am Chopper des INT0 funktioniert nach demselben Prinzip wie die in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Messungen an der Testquelle. Die Funktionsweise ist in Abbildung 3.18 dargestellt. Auch hier wird der vom Laserpuls produzierte Elektronenpuls von einem Deflektor über eine Blende verschoben. Der Chopper-Deflektor des Beschleunigers bewirkt allerdings eine kreisförmige Ablenkung der Elektronen, also eine Deflektion in zwei Raumrichtungen [Bra88]. Beim nachfolgenden Kollimator INT0KOLL11 handelt es sich um eine Kreisscheibe mit einer Schlitzblende, deren Öffnung

$2d$ variabel ist. Für eine Pulsmessung wählt man eine kleine Blendenöffnung, im vorliegenden Fall etwa $0,1\text{mm}$, und misst die Transmission durch die Blende als Strom auf dem nachfolgenden Kollimator INT0KOLL12. Dieser Kollimator wird durch Ablenken des Strahls vollständig getroffen und kann daher wie ein Faraday-cup verwendet werden. Durch Verschieben der Phase zwischen Laser und Chopper kann auch hier eine räumliche Projektion des Pulses abgescannt werden. Der Vorteil dieses Verfahrens gegenüber den Messungen an der Testquelle besteht im größeren Scanbereich von vollen 360° durch die kreisförmige Deflektion.

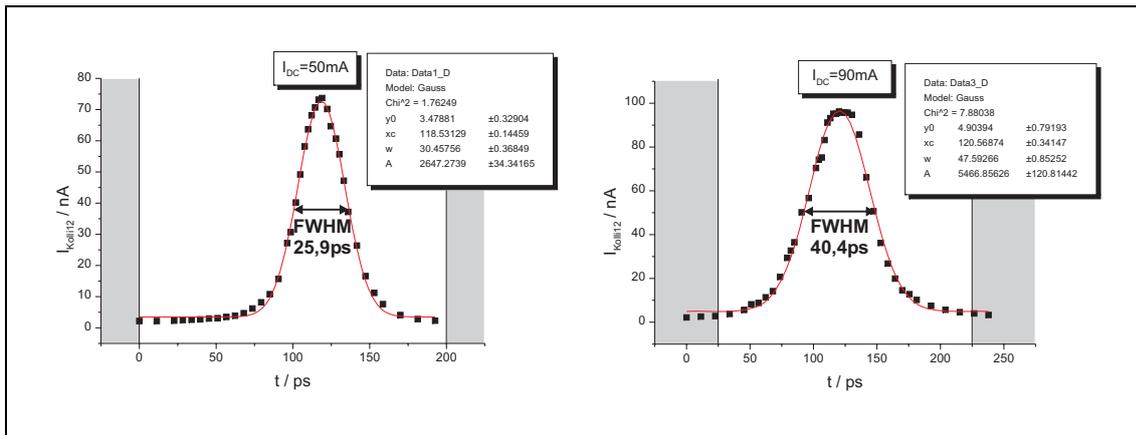


Abbildung 3.19: Pulsmessungen am Chopper des INTO

Abbildung 3.19 zeigt die Ergebnisse der Pulsmessungen für einen DC-Bias von 50mA im bisherigen Arbeitsbereich, sowie 90mA , also nahe der Maximalleistung der verwendeten Diode. Die eingekoppelte HF-Leistung betrug jeweils 1000mW . Bei beiden vermessenen Pulsen sinkt der transmittierte Strom im Randbereich des Scans fast auf Null ab. Die 4σ -Breiten der Pulse liegen bei etwa 61ps für 50mA DC-Bias und 95ps für 90mA . Es tritt also wie erwartet eine Verbreiterung des Pulses bei höherem DC-Anteil auf. Die mit anderen Messverfahren erkennbaren Verformungen sind hier nicht nachweisbar und damit wohl auf die bereits beschriebenen Probleme von Messungen mit Photodetektor bzw. Testquelle zurückzuführen.

Mit Hilfe von an die Messwerte angepassten Gauß-Funktionen kann ein Vergleich der Intensität im Phasenbereich von 180° gegenüber der gesamten Intensität im Puls durchgeführt werden. Damit erhält man eine Abschätzung der Transmission durch den begrenzten Akzeptanzbereich des Beschleunigers (180° , vgl. Abschnitt 2.1). In Abbildung 3.19 ist der etwa 200ps breite Akzeptanzbereich weiß dargestellt. Für den schmaleren Puls bei $I_{DC} = 50\text{mA}$ also einer Laserleistung von etwa 30mW ergibt sich eine Transmission von $T \approx 99,2\%$, für $I_{DC} = 90\text{mA}$ ($P_{\text{Laser}} \approx 60\text{mW}$) erhält man $T \approx 96,9\%$. Die abgeschätzte Transmission konnte in Messungen der Kollimatorströme im INTO überprüft werden. Dazu öffnet man INT0KOLL11 und fängt den Strahlstrom mit INT0KOLL12 auf. Bei einer Laserleistung von 30mW ergibt sich eine Transmission von $T \approx 99,6\%$, für 60mW immer

noch $T \approx 98,5\%$. Die Abschätzungen aus der gemessenen Pulsform führten also auf realistische Vorhersagen für die Transmission. Die Transmissionsverluste bei Erzeugung der Elektronenpulse mit unverstärkten Diodenlasern sind kleiner als beim Strahlbetrieb mit dem Halbleiter-Synchrolasersystem. Dies ist wohl hauptsächlich auf den Untergrund an spontaner Emission zurückzuführen, der beim Betrieb des Halbleiterverstärkers auftritt (ASE-Untergrund: *amplified spontaneous emission*). Die gute transversale Strahlqualität der Laserdioden bleibt auch bei Erhöhung der Ausgangsleistung bis zum Maximalwert erhalten.

Auch wenn im Allgemeinen die wesentlichen Transmissionsverluste des Elektronenstrahls im Choppersystem des INT0 auftreten, wurden zum Abschluss der Teststrahlzeit zusätzlich Messung der Transmission durch den gesamten Beschleuniger durchgeführt, um sichere Aussagen über die Strahlqualität machen zu können. Dazu wurde der Elektronenstrahl durch alle Beschleunigersektionen auf die MAMI-Endenergie von 855MeV beschleunigt und mit einem Strahlfänger im SF-System aufgefangen. Eine Einschätzung der Strahlqualität kann durch Auslese der Ionisationssonden entlang des Beschleunigers getroffen werden, da diese einen sehr empfindlichen Monitor für Strahlverluste darstellen. Bei einem DC-Bias von $I_{DC} = 90\text{mA}$ an der Laserdiode konnte ein Strahlstrom von $22,2\mu\text{A}$ bei $23,53\mu\text{A}$ Quellenstrom erzeugt werden. Die Gesamttransmission liegt also mit etwa 94% sogar über der im Normalbetrieb der Quelle mit dem Synchrolasersystem (89-92%). Die mit den Ionisationssonden gemessenen Strahlungswerte sind in Tabelle 3.2 dargestellt. Sie lassen im Vergleich zu Standardwerten bei einem Strahlstrom in diesem Bereich auf eine sehr gute Strahlqualität schließen.

INT0-03 0,5	RTM2-D1 15	INT3-08 0	INT3-10 0	INT3-13 3306	RTM3-D2 309
RTM3-13 1617	DUM3-01 3827	SFTF-04 653	SFTF-14 85	SFA1-07 28	SFA3-08 51
SFA3-09 482	SFA3-14 1667	SFA3-18 141	SFA4-03 0	SFA4-04 7	

Tabelle 3.2: Werte der Ionisationssonden in $\mu\text{Sv/h}$ bei eine Strahlstrom von ca. $22\mu\text{A}$

200mW-Laserdioden

Mit SDL5431-Laserdioden konnte in Messungen mit dem schnellen Photodetektor (vgl. Abschnitt 3.4.1) Pulsbetrieb bei einer Ausgangsleistung von etwa 185mW nachgewiesen werden. Durch eine Erhöhung der eingekoppelten HF-Leistung auf 2W konnte eine vollständige Modulation des Ausgangssignals erreicht werden. Ein cw-Untergrund war mit diesem Messverfahren nicht zu erkennen. Die gemessenen Pulse waren allerdings sehr breit, sodass nicht klar war, ob eine ausreichende Transmission durch den Beschleuniger erreichbar wäre. In einer weiteren Teststrahlzeit am 16.07.2001 konnte dieser Diodentyp

am Beschleuniger getestet werden. Beim Einbau der Diode war wiederum der kompakte Aufbau von Vorteil: Der gesamte Aufbau aus Diode, Halterung und Prismenanamorphot (vgl. Abb. 3.6) konnte hinter dem Halbleiterverstärker montiert werden, sodass nur wenige Veränderungen am bestehenden System nötig waren.

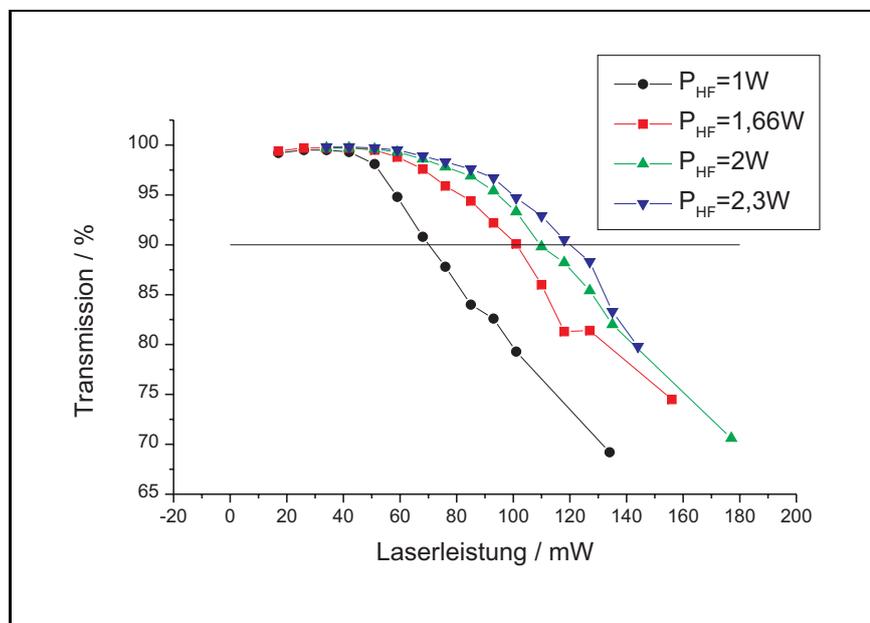


Abbildung 3.20: Transmission durch das INTO bei verschiedenen HF-Leistungen

Neben Pulsmessungen bei verschiedenen Kombinationen aus DC-Bias und HF-Leistung konnte auch eine systematische Untersuchung der Transmission durch das Interface 0 durchgeführt werden. Abbildung 3.20 zeigt den Verlauf der Transmission in Abhängigkeit von der Ausgangsleistung der Laserdiode. Es wurden Messungen bei HF-Leistungen zwischen $1W$ und $2,3W$ durchgeführt. Die Untergrenze für einen akzeptablen Strahlbetrieb kann bei einer Transmission von etwa 90% angesetzt werden. Man kann erkennen, dass diese Grenze bei einer HF-Leistung von $2,3W$ erst bei Laserleistungen über $120mW$ erreicht wird.

Der Verlust an Transmission ist auf die Verschlechterung der Pulsqualität bei höherem DC-Bias zurückzuführen. Eine Erhöhung der eingekoppelten HF-Leistung wirkt diesem Prozess entgegen, kann ihn aber nicht vollständig kompensieren. Abbildung 3.21 zeigt die Verformung der Laserpulse bei Erhöhen des DC-Bias. Bei $I_{DC} = 140mA$, also einer Ausgangsleistung von etwa $100mW$ kann durch Einkoppeln einer HF-Leistung von $2W$ noch eine gute Transmission durch den angedeuteten Akzeptanzbereich erreicht werden. Die Pulse zeigen hier allerdings bereits eine deutliche Verformung: Eine Flanke fällt nur sehr langsam ab. Eine weitere Erhöhung des DC-Bias auf $190mA$ führt zu einer Verstärkung dieses Effekts: Es entsteht eine breite Doppelpulsstruktur. Selbst bei einer HF-Leistung von $2,3W$ fällt die Transmission unter 80%.

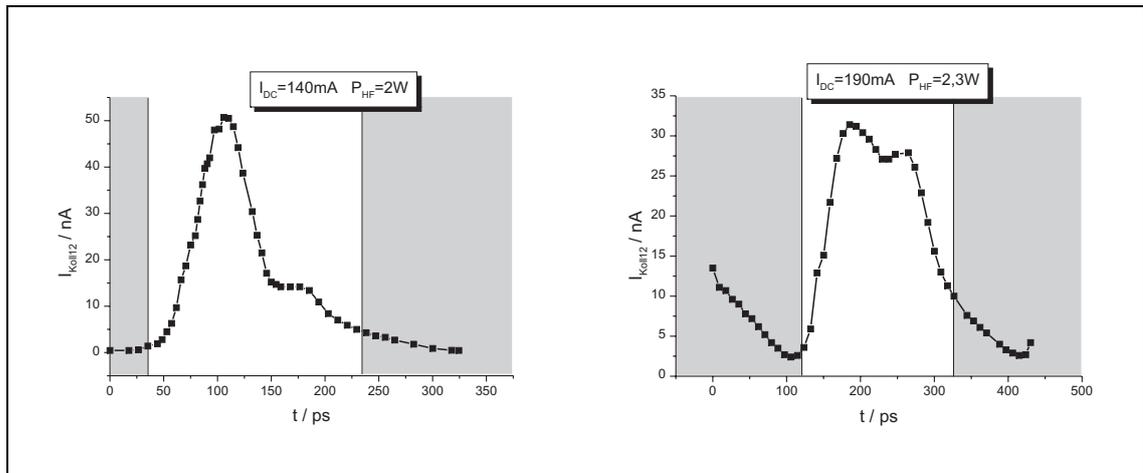


Abbildung 3.21: Pulsmessungen mit dem Choppersystem

Auch bei einer deutlichen Erhöhung der eingekoppelten HF-Leistung lässt sich also die Verformung der Laserpulse nicht verhindern. Bei ihrer maximalen Ausgangsleistung erzeugen die Laserdioden sehr breite Pulse, die nur noch eine geringe Transmission durch den Akzeptanzbereich des Beschleunigers aufweisen. Nimmt man eine Transmission von 90% als untere Grenze an, so lässt sich mit diesem Diodentyp allerdings noch eine Ausgangsleistung von etwa 120mW erreichen.

3.6 Zusammenfassung und Ausblick

Das Verfahren des gain-switchings zur Pulserzeugung ermöglicht es bei dem bisher verwendeten Diodentyp Laserpulse, die den Anforderungen an Pulsbreite und -qualität genügen, über den bisherigen Leistungsbereich hinaus bis zur maximalen Ausgangsleistung der Laserdioden von 100mW zu erzeugen. Die damit über Photoemission erzeugten Elektronenpulse eignen sich sehr gut für den Strahlbetrieb am Beschleuniger. Die Verwendung von SDL5431-Laserdioden ermöglicht es hier außerdem, höhere Ausgangsleistungen zu erreichen. Allerdings tritt bei Laserleistungen über 100mW eine Verschlechterung der Pulsqualität auf, die zu Transmissionsverlusten führt. Da eine Transmission $< 90\%$ für den Strahlbetrieb ungeeignet ist, kann man mit diesem System eine maximale Laserleistung von 120mW erreichen. Ein großer Vorteil ist der extrem kompakte Aufbau, da kein zusätzlicher Leistungsverstärker für die Ausgangsleistung der Dioden benötigt wird.

Das bisherige System aus Seed-Laser und Halbleiterverstärker ist derzeit auf eine Ausgangsleistung von 130mW begrenzt. Beide Systeme können also eine vergleichbare Ausgangsleistung erreichen. Die Verwendung eines Halbleiterverstärkers erfordert den Einbau eines zusätzlichen optischen Isolators am Ausgang. Dies bedeutet einen Leistungsverlust von etwa 25%, der bei Verwendung eines unverstärkten Diodensystems vermieden werden könnte. Im Gegensatz zu den Laserdioden besitzt der Halbleiterverstärker allerdings

weitere Leistungsreserven, die bisher nur aufgrund fehlender Daten über einen solchen Betriebszustand, sowie zum Schutz des letzten Verstärkerelements, nicht genutzt werden. Der Verstärker ist im cw-Betrieb auf eine maximale Ausgangsleistung von $500mW$ spezifiziert, Untersuchungen zur Erhöhung der Leistung im Pulsbetrieb können wegen der Gefahr eines Totalverlustes aber nicht durchgeführt werden.

Das unverstärkte Diodensystem kann also einerseits keinen langfristigen Ersatz für das bestehende System darstellen, bietet andererseits aber die Möglichkeit, den Strahlbetrieb bei einem Verlust des letzten Verstärkerchips aufrechtzuerhalten, da die erreichbare Laserleistung für die Anforderungen aller derzeitigen Experimente ausreichen würde. Ein wesentliches Problem der Elektronenproduktion mit einem verstärkungsgeschalteten Diodenlaser nahe seiner maximalen Leistung sind die fehlenden Daten bezüglich Stabilität und Lebensdauer. Auch hier wird es notwendig sein, weitere Test am Beschleuniger durchzuführen, da nur so geklärt werden kann, ob ein Betrieb von mindestens 1000 Stunden in diesem Zustand möglich ist, ohne zu Strahlstrominstabilitäten oder sogar Zerstörung der Diode zu führen.

Kapitel 4

Titan:Saphir-Laserverstärker

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit der Frage, ob ein Titan:Saphir-System als mögliche Alternative zum bestehenden Halbleiterverstärkersystem einsetzbar wäre. Dazu findet zuerst eine allgemeine Betrachtung der Eigenschaften von Ti:Saphir als laseraktives Medium statt. Danach werden die speziellen Anforderungen für den Einsatz als Laserverstärker diskutiert. Der letzte Abschnitt des Kapitels befasst sich mit den experimentellen Ergebnissen, die mit dem aufgebauten Ti:Saphir-System gewonnen werden konnten, sowie Folgerungen für eine praktische Anwendbarkeit.

4.1 Titan:Saphir als Lasermedium

Nach dem ersten Nachweis der Lasertätigkeit von Moulton [Mou82] gewann Ti:Saphir als Lasermedium schnell an Aufmerksamkeit. Grund dafür ist der breite Abstimmbereich (ca. 350nm), mit dem Ti:Saphir eine Alternative zu Farbstofflasern darstellt.

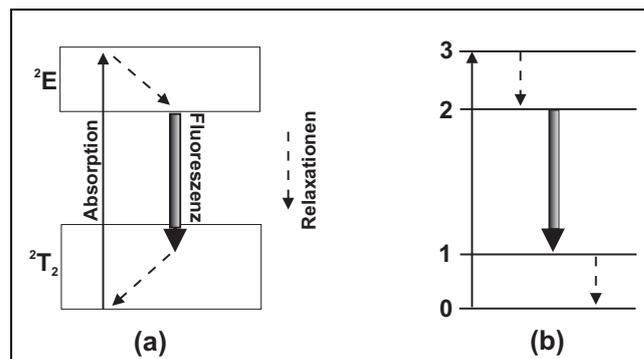


Abbildung 4.1: Vereinfachtes Niveauschema von $Ti : Al_2O_3$ (a) und schematische Darstellung des Vier-Niveau-Lasers (b)

Bei Ti:Saphir handelt es sich um Aluminiumoxid (Al_2O_3), bei dem ein gewisser Anteil der Al^{3+} -Ionen durch Ti^{3+} ersetzt ist. Die Elektronenkonfiguration des Titan-Grundzu-

stands ist $4s^23d^2$. Das Ti^{3+} -Ion bildet eine 3d-Konfiguration mit einem Elektron aus. Die 3d-Schalen der Übergangsmetalle zeigen eine starke Wechselwirkung mit dem Wirtsgitter, sodass Übergänge im $Ti : Al_2O_3$ *vibronischer* Natur sind, d.h. gleichzeitige Übergänge zwischen den wechselwirkenden elektronischen und Schwingungszuständen darstellen. Ti:Saphir bildet also durch die dicht beieinander liegenden Schwingungszustände Bänder um die elektronischen Niveaus aus. Für die Lasertätigkeit sind dabei besonders das 2T_2 -Grundzustandsniveau, sowie das angeregte 2E -Niveau interessant.

Ti:Saphir bildet ein Vier-Niveausystem (vgl. Abb. 4.1), der Pumpvorgang findet zwischen dem Bandenkopf des Grundzustands (0) und dem 2E -Niveau (3) statt. Von den oberen Schwingungszuständen des 2E -Niveaus erfolgt eine schnelle Relaxation ($\approx 10^{-12}s$) in den Bandenkopf (2). Dieser bildet das obere Laserniveau. Übergänge finden unter Photonenemission in den 2T_2 -Grundzustand (1) statt. Wie im 2E -Niveau relaxieren die Elektronen auch hier wieder schnell in den Bandenkopf. Wegen der Breite der beteiligten Niveaus kann das Pumpen auch mit breitbandigen Lichtquellen erfolgen, häufig wird jedoch Pumpen mit Lasern bevorzugt, da relativ hohe Intensitäten erreicht werden müssen. Grund dafür ist die kurze Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus (2) von etwa $3,2\mu s$. Abbildung 4.2 zeigt das Absorptions- und Emissionsspektrum von Ti:Saphir. Das breite

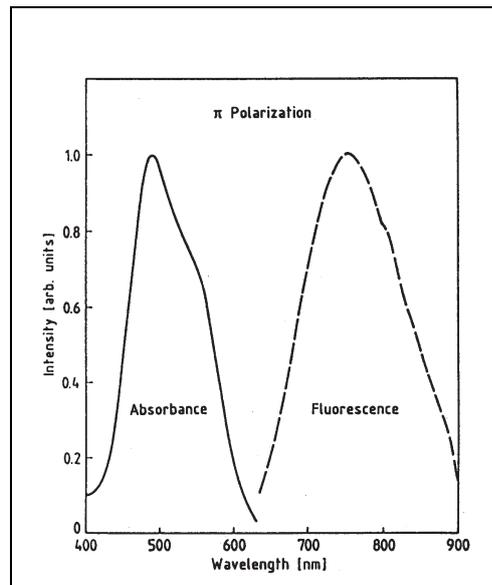


Abbildung 4.2: Absorptions- und Emissionsspektrum von $Ti : Al_2O_3$ [Koe96]

Absorptionsband hat sein Maximum bei ca. 490nm, das Emissionsspektrum ermöglicht das Durchstimmen von Ti:Saphir-Lasern über einen Bereich von 700-1050nm.

4.2 Anwendungsmöglichkeiten

Der Abstimmbereich von Ti:Saphir-Lasern deckt den gesamten Spektralbereich, der für die Photoemission mit den hier verwendeten Photokathoden interessant ist, ab und bietet sich somit als Alternative zum bestehenden System an. Die Erfahrungen in Entwicklung und Verwendung von Ti:Saphir-*Lasern* in der Arbeitsgruppe B2 ([Tra96], [Hof98]) und am Jefferson Lab [Poe00] haben allerdings deutliche Nachteile für die Verwendung an einer Elektronenquelle aufgezeigt. Sie liegen im Wesentlichen im zusätzlichen Aufwand für Justage und Wartung. Ein Strahlbetrieb über einen Zeitraum von mehreren Wochen ohne Eingriffe am Lasersystem, wie er beim Halbleiter-Synchrolasersystem bereits zum Alltag geworden ist, ist mit solchen Lasersystemen bisher nicht denkbar. Allerdings sind die meisten Nachteile auf die Verwendung eines Laserresonators, also eines komplexen optischen Systems, zurückzuführen. Daher wird im Folgenden die Idee eines Ti:Saphir-*Laserverstärkers* diskutiert, der im double-pass-Betrieb ohne echten Resonator auskommt. Mit einem solchen System sollte es möglich sein, ähnlich stabile Betriebszustände wie mit dem Halbleiter-Synchrolasersystem zu erreichen. Als Seed-Laser soll wie im bestehenden System ein verstärkungsgeschalteter Diodenlaser dienen, welcher dann mit dem Ti:Saphir-System auf eine ausreichende Leistung verstärkt werden muss.

Betrachtet man das Absorptionsspektrum von Ti:Saphir, so eignen sich zum Pumpen die beiden stärksten Linien des Argon-Ionen-Lasers bei 488nm und 514nm . Für die Entwicklung des Systems konnte der in der Arbeitsgruppe vorhandene Ar-Laser¹ verwendet werden, der im (multiline-) cw-Betrieb eine Leistung von bis zu 20W zur Verfügung stellt.

Zur Auswahl eines geeigneten Ti:Saphir-Kristalls ist es wichtig, das Absorptionsverhalten des Pumplichts im Kristall zu betrachten. Nach dem Absorptionsgesetz erhält man für die Absorptionswahrscheinlichkeit

$$W_{abs} = 1 - e^{-\alpha l} \quad . \quad (4.1)$$

α ist der Absorptionskoeffizient und l die durchstrahlte Länge des Mediums. Um im double-pass-Betrieb eine nennenswerte Verstärkung zu erhalten, muss eine große Inversion aufgebaut werden, es sollte also ein möglichst großer Teil des Pumplichts im Kristall absorbiert werden. Nach Gleichung 4.1 lässt sich das durch einen langen Kristall oder einen hohen Absorptionskoeffizienten erreichen. Wie sich später zeigen wird, kann die Kristalllänge im gewählten Aufbau nicht beliebig vergrößert werden, weshalb es wichtig war, einen Kristall mit hohem Absorptionskoeffizienten zu finden. Der für die Messungen verwendete Kristall wird in Abschnitt 4.4.1 beschrieben.

Um Voraussagen über die Verstärkung eines solchen Ti:Saphir-Systems machen und Anforderungen an den Aufbau abschätzen zu können, wird im nächsten Abschnitt eine einfache theoretische Beschreibung des Verstärkungsprozesses durchgeführt.

¹Spectra-Physics Model 2030

4.3 Berechnung der Verstärkung

4.3.1 Herleitung

Läuft Licht durch ein laseraktives Medium, so ergibt sich für die Verstärkung G nach Durchlaufen der Strecke z

$$G = \frac{I(z)}{I_0} = e^{n_{inv}\sigma_{21}z} \quad . \quad (4.2)$$

Dabei ist σ_{21} der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission und n_{inv} die Inversionsdichte im Medium, also die Zahl der invertierten Atome pro Volumeneinheit. Für das Vier-Niveausystem lässt sich diese ausdrücken durch

$$n_{inv} = \frac{N_{inv}}{V} = \frac{\Phi_\gamma W_{abs} \tau_2}{V} = \frac{\Phi_\gamma W_{abs} \tau_2}{A(z) \cdot l} \quad . \quad (4.3)$$

Φ_γ ist der (Pump-)Photonenfluss, W_{abs} die bereits in Gleichung 4.1 beschriebene Absorptionswahrscheinlichkeit und τ_2 die Lebensdauer des oberen Laserniveaus. A und l sind Querschnittsfläche und Länge des gepumpten Bereichs im Medium. Der Photonenfluss, also die Anzahl der Pumpphotonen pro Zeiteinheit, kann auf die Leistung des Pumplichts P_P zurückgeführt werden:

$$\Phi_\gamma = \frac{N_\gamma}{t} = \frac{N_\gamma h\nu}{t} \cdot \frac{1}{h\nu} = \frac{E}{t} \cdot \frac{1}{h\nu} = P_P \cdot \frac{\lambda_P}{hc} \quad , \quad (4.4)$$

wobei λ_P die Wellenlänge des Pumplichts ist. Setzt man dies in Gleichung 4.2 ein, so erhält man

$$G = \exp\left(\frac{\lambda_P \tau_2 \sigma_{21}}{hc} \frac{W_{abs}}{A(z) \cdot l} P_P z\right) \quad . \quad (4.5)$$

Nimmt man an, dass der Pumpstrahl einen runden Querschnitt mit einem über die Länge des Kristalls konstanten Radius r hat, so kann $A(z) = A = \pi r^2$ ersetzt werden. Für eine double-pass-Konfiguration gilt $z = 2l$ und man erhält

$$G = \exp\left(2 \frac{\lambda_P \tau_2 \sigma_{21}}{\pi hc} \frac{W_{abs}}{r^2} P_P l\right) \quad . \quad (4.6)$$

Bei einer limitierten Pumpleistung ist es also für eine hohe Verstärkung wichtig, dass man eine hohe Absorptionswahrscheinlichkeit W_{abs} und einen kleinen Pumpstrahlradius r erreicht. Dieser hat durch die quadratische Abhängigkeit im Exponenten einen großen Einfluss auf die Verstärkung. Es ist also sinnvoll mit einem in den Ti:Saphir-Kristall fokussierten Pumpstrahl zu arbeiten. Allerdings kann die Wechselwirkungsregion dann aufgrund der Divergenz des Strahls nicht mehr beliebig lang gewählt werden. Begrenzend ist die Strecke, auf der der Strahlradius r gegen den Fokallradius r_0 um den Faktor $\sqrt{2}$ angewachsen ist [Sie86]. Diese sogenannte *Rayleigh-Länge* z_R berechnet sich nach

$$z_R = \frac{\pi r_0^2}{\lambda} \quad . \quad (4.7)$$

Es sollte also für die Länge des verwendeten Verstärkungsmediums $l < z_R$ gelten. Damit kann eine hohe Absorptionswahrscheinlichkeit nur noch durch einen großen Absorptionskoeffizienten (vgl Gl. 4.1) erreicht werden.

Als Anforderungen an den Aufbau ergeben sich hier also einerseits, einen Ti:Saphir-Kristall mit einem großen Absorptionskoeffizienten zu finden und andererseits, Pump- und Seed-Laserstrahl in einem möglichst kleinen Fokus zu überlagern.

4.3.2 Maximale Verstärkung

Um zu klären, ob ein Ti:Saphir-Laserverstärker eine geeignete Alternative zum Halbleiterverstärkersystem darstellen kann, muss untersucht werden, ob eine Verstärkung in einer ähnlichen Größenordnung (die Verstärkung liegt für das Halbleitersystem bei etwa 10-50) zu erreichen ist. Anhand der in Abschnitt 4.3.1 hergeleiteten Zusammenhänge kann die maximal erreichbare Verstärkung des Ti:Saphir-Systems abgeschätzt werden. Ein wichtiger Faktor, um eine realistische Einschätzung treffen zu können, ist der Absorptionskoeffizient des verwendeten Ti:Saphir-Materials. Dieser hängt im Wesentlichen von der Titan-Dotierung des Kristalls ab. Hersteller solcher Laserkristalle bieten maximale Dotierungen an, die zu einem Absorptionskoeffizienten von $\alpha \approx 10\text{cm}^{-1}$ führen. Wenn man voraussetzt, dass im Wechselwirkungsbereich mindestens 90% der eingestrahlten Pumpleistung absorbiert werden sollen, so muss dieser nach Gleichung 4.1 eine minimale Länge von 2,3mm haben. Dies limitiert aber auch direkt die Strahldurchmesser von Pump- und Seed-Laser im Fokus. Will man nämlich die beiden Strahlen innerhalb der Wechselwirkungszone überlagern, so dürfen sie innerhalb dieser Länge nicht divergieren, ihre Rayleigh-Länge muss also mindestens so groß wie die Länge der Wechselwirkungszone sein. Nach Gleichung 4.7 ergibt sich damit für die hier verwendete Seed-Laserwellenlänge von $\lambda_s = 850\text{nm}$ ein minimaler Strahlradius von $r \approx 25\mu\text{m}$.

Um mit Gleichung 4.6 die Verstärkung für ein so spezifiziertes System berechnen zu können, müssen verschiedene Parameter bekannt sein:

- λ_P : Als Pumplaser soll ein Argon-Ionenlaser verwendet werden. Für die Berechnungen wurde die Wellenlänge der stärksten Linie, also $\lambda_P = 514\text{nm}$ verwendet.
- τ_2 : Für die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus ergibt sich bei Raumtemperatur $\tau_2 = 3,2\mu\text{s}$ [Mou86].
- σ_{21} : Der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission bei einer Wellenlänge $\lambda = 850\text{nm}$ beträgt $\sigma_{21} = 2,7 \cdot 10^{-19}\text{cm}^2$ [Mou86].
- r_0 : Um die maximal erreichbare Verstärkung zu berechnen, wurde hier der minimale Strahlradius, also $r_0 = 25\mu\text{m}$, eingesetzt.
- W_{abs} : Mit einem Absorptionskoeffizienten $\alpha = 10\text{cm}^{-1}$ und einer Absorptionslänge $l = 2,3\text{mm}$ erhält man nach Gleichung 4.1 $W_{abs} \approx 90\%$.

Mit diesen Werten lässt sich die Verstärkung in Abhängigkeit von der Pumpleistung berechnen. Die Berechnung wurde mit Mathematica durchgeführt. Mit der maximalen Pump-

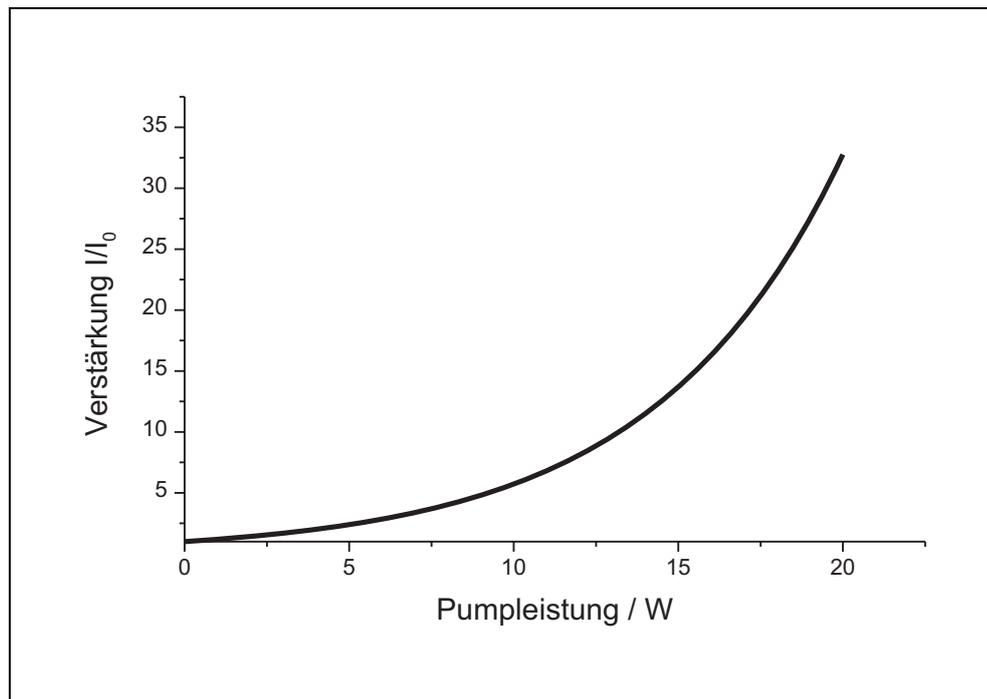


Abbildung 4.3: Verstärkung in Abhängigkeit von der Pumpleistung (double-pass)

leistung des zur Verfügung stehenden Ar-Lasers von 20W lässt sich hier eine Verstärkung von mehr als 30 ($G = 32,8$) erreichen. Schon bei $P_P = 10W$, der Maximalleistung kommerzieller Festkörperlaser („Turnkey-Systeme“) erhält man $G = 5,7$. Der Ti:Saphir-Laserverstärker stellt also prinzipiell ein sehr leistungsfähiges System dar, das bezüglich der erreichbaren Verstärkung für den geplanten Einsatz gut geeignet sein sollte.

4.4 Aufbau

Um die in den letzten Abschnitten berechnete Verstärkung auch im Experiment nachweisen zu können, wurde im Zuge dieser Arbeit ein Testaufbau eines Ti:Saphir-Verstärkers in double-pass-Konfiguration realisiert. Der Aufbau ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

Als Seed-Laser wird ein Diodenlaser² mit einer Wellenlänge von 845nm und einer maximalen Ausgangsleistung von 100mW verwendet. Um ein rundes Strahlprofil zu erhalten und die Polarisationsrichtung des Laserlichts an den Eingangspolarisator des optischen Isolators anpassen zu können, folgt im Aufbau eine optische Faser. Zum Schutz der Seed-Diode vor zurücklaufender bzw. reflektierter Intensität ist ein optischer Isolator³ eingefügt, der gleichzeitig ein Auskoppeln des Ausgangssignals ermöglicht: Das Seed-Laserlicht trifft auf den Eingangspolarisator und durchläuft dann einen Faraday-Rotator, der die Polarisations-

²SDL 5411-G1

³Conoptics Model713, Isolation: -40dB, Abstimmbereich: 725-870nm

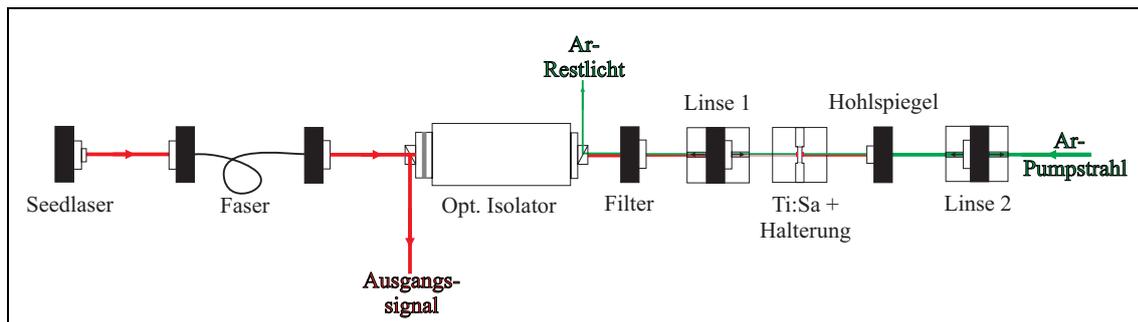


Abbildung 4.4: Aufbau zur double-pass Verstärkungsmessung an Ti:Saphir

tionsebene um 45° dreht. Der Ausgangspolarisator ist gegenüber dem Eingangspolarisator ebenfalls um 45° gedreht, sodass er das hinlaufende Licht durchlässt. Beim zweiten Durchgang durch den Isolator wird die Polarisationssebene wieder um 45° in dieselbe Richtung gedreht, sodass das rücklaufende Licht, also das Ausgangssignal, am ersten Polarisator abgelenkt wird und nachgewiesen werden kann.

Hinter dem Isolator folgt ein Farbglasfilter⁴, der den Anteil des Pumplichts, der nicht im Ti:Saphir-Kristall absorbiert wurde, herausfiltert. Außerdem steht die Polarisationssebene des Pumplichts senkrecht zum Ausgangspolarisator des optischen Isolators. Restlicht, das nicht herausgefiltert wurde, wird also vom Polarisator geblockt.

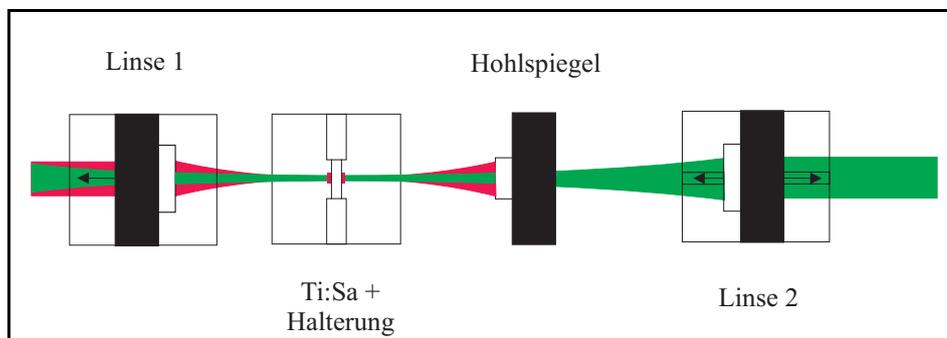


Abbildung 4.5: Titan:Saphir-Kristall und Fokussieroptik mit Verlauf der Strahlen (nicht maßstäblich)

Das Seed-Laserlicht durchläuft nach dem Isolator die eigentliche Verstärkeranordnung (Abb. 4.5): Es wird von einer Linse ($f = 25\text{mm}$, Linse 1) in den Ti:Saphir-Kristall fokussiert und nach Durchlaufen des Kristalls von einem Hohlspiegel ($r = -25\text{mm}$) in denselben Brennpunkt zurückreflektiert. Die Rückseite des Hohlspiegels ist für das Ar-Laserlicht durchlässig, sodass dieses ebenfalls von einer Linse ($f = 50\text{mm}$, Linse 2) in den Kristall fokussiert werden kann. Für die Justage der Anordnung sind beide Linsen in Strahlrichtung

⁴RG630, Firma Spindler & Hoyer

tung verschiebbar montiert, sodass eine Überlagerung der beiden Laserfoki möglich wird. Sichergestellt wurde die korrekte Überlagerung, indem statt des Ti:Saphir-Kristalls ein Pinhole mit einem Durchmesser von $25\mu m$ an der entsprechenden Stelle positioniert wurde (vgl. Abb. 4.6). Mit Hilfe einer Kamera konnte überprüft werden, ob beide Strahlen das Pinhole durchlaufen und somit zumindest mit einer Genauigkeit von $25\mu m$ übereinander liegen. Mit diesem Hilfsmittel ist es ebenfalls möglich, die Strahldurchmesser zu bestimmen. Eine genaue Beschreibung folgt in Abschnitt 4.4.2.

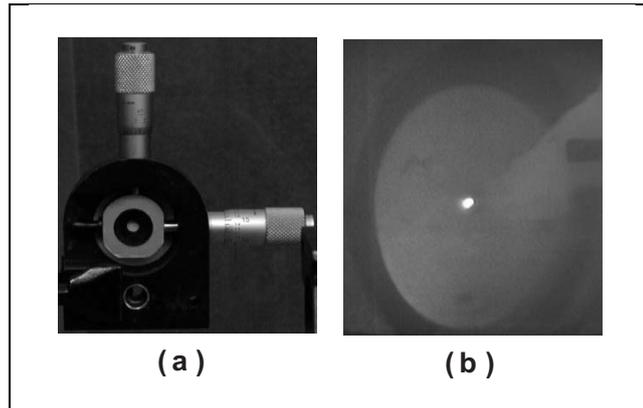


Abbildung 4.6: (a) Pinhole in Halterung mit Mikrometerschrauben,
(b) Monitorbild der überlagerten Strahlen

4.4.1 Ti:Saphir-Kristall

Als Lasermedium wird ein Ti:Saphir-Kristall mit einer Querschnittsfläche von $4 \times 4 \text{ mm}$ und einer Länge von 2 mm verwendet. Der Absorptionskoeffizient liegt bei $\alpha = 6 \text{ cm}^{-1}$ und damit unterhalb des in Abschnitt 4.3.2 angenommenen Wertes. Damit fällt die zu erwartende Verstärkung zwar niedriger aus als in den dortigen Berechnungen, ist für einen Test des Systems aber ausreichend. Ein Aufbau, der für den Einsatz an der polarisierten Quelle bestimmt ist, sollte dann aber mit einem höher dotierten Kristall⁵ ausgestattet werden.

Der Kristall ist in eine im Institut gefertigte Halterung eingebaut (vgl. Abb. 4.7). Sie besteht aus Kupfer und kann über zwei Anschlüsse mit Wasser gekühlt werden. Der Kristall ist genau in die Halterung eingepasst und die Kontaktflächen sind zusätzlich mit Wärmeleitpaste versehen. So sollte eine ausreichende Ableitung der beim Pumpvorgang entstehenden Wärme gewährleistet sein.

⁵Der Absorptionskoeffizient des Kristalls für das Testsystem wurde so gewählt, um lange Lieferzeiten und hohe Kosten zu vermeiden.

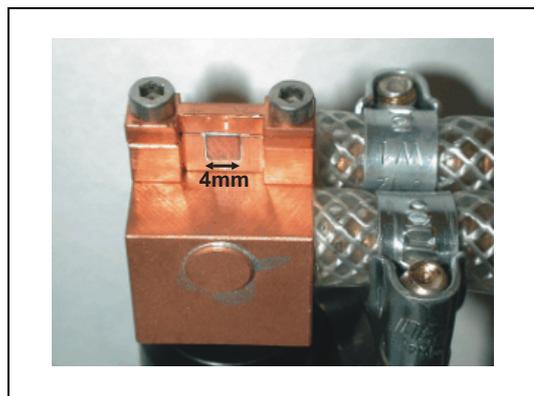


Abbildung 4.7: Ti:Saphir-Laserkristall in Halterung

4.4.2 Strahldurchmesser

Um die Verstärkung, die man mit diesem Aufbau erwartet, berechnen zu können, muss der Fokaldurchmesser des Pumplaserstrahls bestimmt werden. Ist der Durchmesser des Strahls vor der Fokussierung bekannt und nimmt man unter Vernachlässigung von Linsenfehlern den fokussierten Strahl als beugungsbegrenzt an, so ist bei Fokussierung mit einer Linse mit Brennweite f und ausgeleuchtetem Durchmesser D der Durchmesser des Strahls im Fokus gegeben durch [Nie93]

$$d = 2,44 \cdot \lambda \frac{f}{D} \quad . \quad (4.8)$$

Die (4σ -)Breite des Ar-Laserstrahls wird vom Hersteller mit $1,65\text{mm}$ angegeben. Eine Berechnung des Fokaldurchmessers wird dadurch erschwert, dass der Laserstrahl außer der Fokussierlinse auch noch den Hohlspiegel (vgl. Abb. 4.4), dessen Rückseite für 514nm transmittierend ist, durchläuft. Dieser wirkt wie eine Zerstreuungslinse, sodass die effektive Brennweite des Systems aus Fokussierlinse und Hohlspiegel vergrößert wird. Um zu einem verlässlichen Wert für den Strahldurchmesser zu kommen, wurden Strahlprofilmessungen mit dem in Abschnitt 4.4 beschriebenen Pinhole durchgeführt.

Das zuerst verwendete Verfahren nutzt aus, dass das Pinhole innerhalb seiner Halterung mit Mikrometerschrauben in zwei senkrechte Richtungen bewegt werden kann. Auf diese Weise können ein horizontaler und ein vertikaler Scan durch das Strahlprofil durchgeführt und die Intensität hinter dem Pinhole gemessen werden. Das so aufgenommene Intensitätsprofil stellt eine Faltung aus Strahlprofil und Durchlassfunktion des Pinholes dar. Um die Methode zu testen, wurde zuerst eine Messung des bekannten Strahldurchmessers des unfokussierten Ar-Laserstrahls durchgeführt. Da der Pinholedurchmesser ($25\mu\text{m}$) dort klein gegen den zu vermessenden Strahldurchmesser ist, kann das Messergebnis hier in erster Näherung als Strahlprofil angesehen werden. Bei der Bestimmung des Strahlprofils im Fokus, der in der Größenordnung des Pinholedurchmessers liegt, ist dies nicht mehr der Fall. Abbildung 4.8 zeigt das auf diese Weise gemessene Profil des unfokussierten

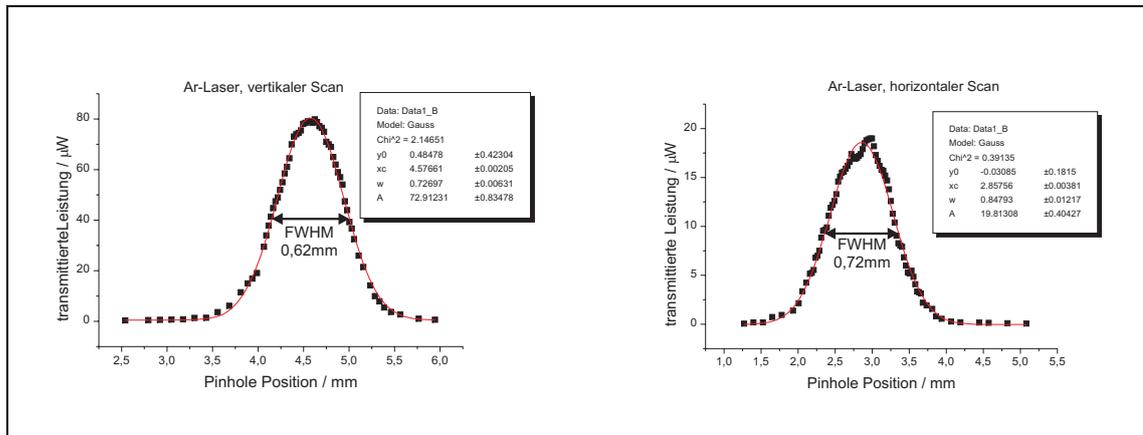


Abbildung 4.8: Messung des Argonlaser-Profiles, vertikaler und horizontaler Scan

Argonlaserstrahls. Mit dem Programm Origin lässt sich nun eine Gaußfunktion der Form

$$y = y_0 + \frac{A}{w\sqrt{\frac{\pi}{2}}} \exp\left(-2\frac{(x - x_c)^2}{w^2}\right) \quad (4.9)$$

an die Messwerte anpassen. Der Parameter w gibt dann die 2σ -Breite der Funktion an, als 4σ -Breiten ergeben sich also:

- vertikal: $1,45\text{mm}$
- horizontal: $1,70\text{mm}$

Wie bereits erwähnt erhält man auf diese Weise für den fokussierten Laserstrahl keinen direkten Zugang mehr zum Strahlprofil. Da Strahldurchmesser und Blendenöffnung dort in der gleichen Größenordnung liegen, müsste das Strahlprofil durch eine Entfaltung aus dem gemessenen Intensitätsprofil bei bekannter Durchlassfunktion bestimmt werden. Eine andere Methode zur Bestimmung des Fokaldurchmessers, die sich die Durchlassfunktion des Pinholes zunutze macht, führt hier einfacher zum Ziel:

Trifft ein gauß'scher Strahl mit 2σ -Breite w auf eine kreisförmige Blende mit Durchmesser $2a$, so wird der Anteil T der Leistung transmittiert. Es gilt [Sie86]

$$T = \frac{2}{\pi w^2} \int_0^a 2\pi r \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) dr = 1 - \exp\left(-\frac{2a^2}{w^2}\right) \quad (4.10)$$

Trägt man bei bekanntem Blendendurchmesser von $25\mu\text{m}$ die Transmission gegen die Strahlbreite w auf, so ergibt sich die in Abbildung 4.9 dargestellte Kurve.

Positioniert man also die Blende an der Stelle des Strahlfokus und misst die Lichtleistung vor und hinter der Blende, so kann mit Gleichung 4.10 der Fokaldurchmesser bestimmt werden. Es wurden auf diese Weise mehrere Messungen im Fokus des Ar-Laserstrahls mit unterschiedlichen Eingangsleistungen durchgeführt. Als mittlere 2σ -Breite ergab sich dabei $w \approx 36,7\mu\text{m}$, die größte Abweichung von diesem Wert war kleiner als

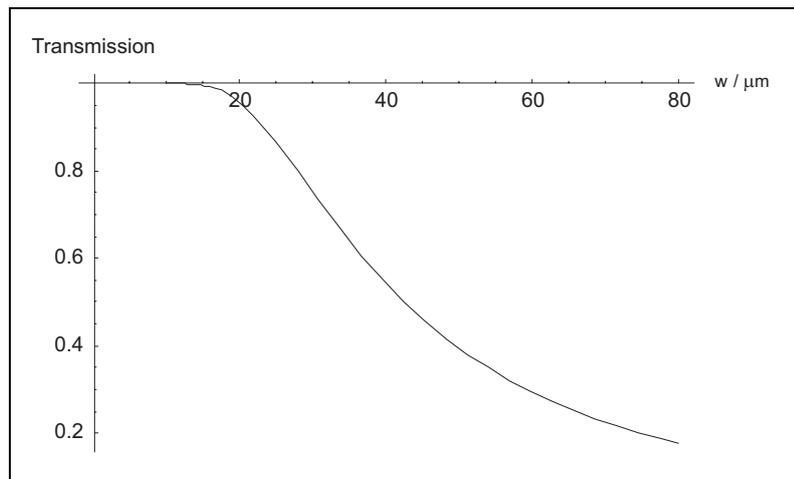


Abbildung 4.9: Transmission eines gauß'schen Strahls durch eine Blende mit Durchmesser $2a = 25\mu m$

2%. Damit erhält man einen Strahldurchmesser (4σ -Breite) von $d = 73,4\mu m$, also den Radius $r_0 = 36,7\mu m$.

4.4.3 Erwartete Verstärkung

Mit den Gleichungen aus Kapitel 4.3 und den Informationen über den Aufbau kann man nun die Verstärkung abschätzen, die in den Messungen zu erwarten ist. Zur Berechnung wird Gleichung 4.6 mit den Parametern aus Abschnitt 4.3.2 verwendet. Neben dem im letzten Abschnitt gemessenen Strahldurchmesser, müssen auch Länge und Absorptionskoeffizient des verwendeten Ti:Saphir-Laserkristalls eingesetzt werden. Außerdem wird hier noch eine zusätzliche Modifikation eines Parameters vorgenommen:

Da der Ar-Pumplaser während der Messungen im multimode-Betrieb eingesetzt wurde, emittierte er nicht nur die stärkste Linie (514nm), sondern ein Gemisch aus den möglichen Spektrallinien. Deshalb wird hier als Pumpwellenlänge λ_P die mittlere Wellenlänge des Emissionsspektrums eingesetzt. Diese wurde mit Hilfe eines Wavemeters⁶ zu $\lambda_P = 507nm$ bestimmt. Die Berechnung erfolgt analog Abschnitt 4.3.2. Mit

- $r_0 = 36,7\mu m$
- $l = 2mm$
- $\alpha = 6cm^{-1}$
- $\lambda_P = 507nm$

ergibt sich die in Abbildung 4.10 dargestellte Verstärkung. Bei der maximalen Pump-

⁶APE $\lambda 500$

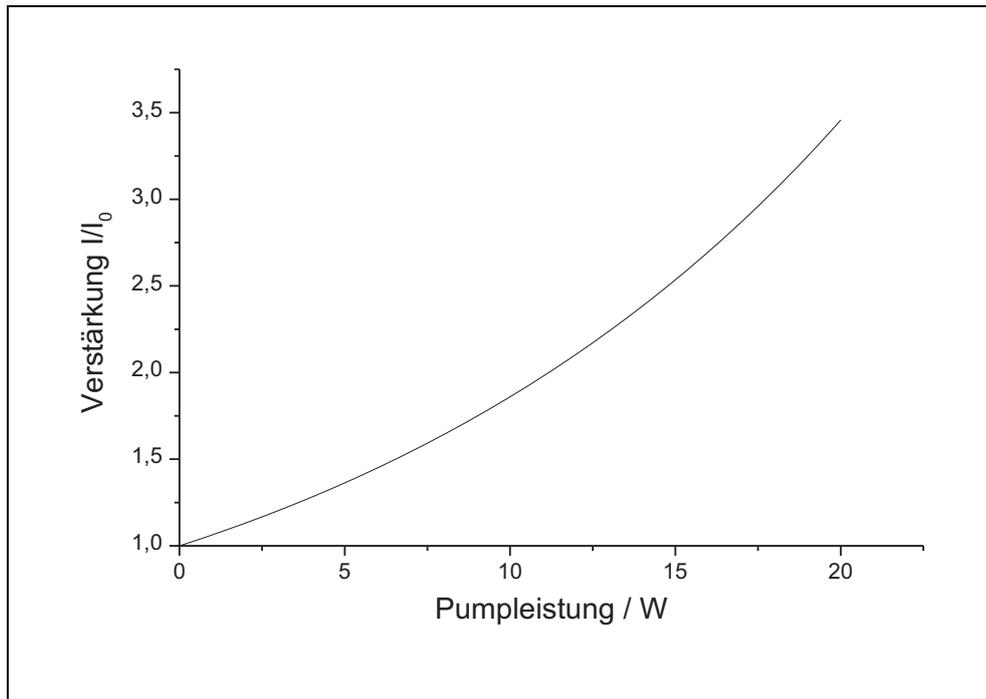


Abbildung 4.10: Erwartete Verstärkung für den gewählten Aufbau

leistung von $20W$ sollte eine Verstärkung von etwa $G = 3,5$ zu beobachten sein. Eine Verdopplung des Eingangssignals, also $G = 2$, erreicht man bereits bei $P_P \approx 11,2W$. Auch wenn man hier von den maximal erreichbaren Werten weit entfernt bleibt, sollte es mit dem gewählten Aufbau dennoch möglich sein, eine deutliche Verstärkung und damit das Funktionsprinzip nachweisen zu können.

4.5 Probleme

Um die Verstärkung des Ti:Saphir-Systems zu messen, wurde zuerst die Leistung, die am ersten Polarisator des optischen Isolators ausgekoppelt wird (Ausgangssignal, vgl. Abb.4.4), mit Hilfe eines Laserpowermeters⁷ gemessen. Nach Einschalten des Pumplasers sollte sich hier durch die Verstärkung des Systems eine Erhöhung der Leistung feststellen lassen. Tatsächlich war jedoch ein Rückgang der gemessenen Leistung festzustellen, und zwar um so stärker, je höher die Pumpleistung gewählt wurde. Nach Abschalten des Pumplasers stellte sich die jeweilige Anfangsleistung wieder ein. Um das zeitliche Verhalten des Ausgangssignals genau untersuchen zu können, wurde das Signal mit einer Photodiode gemessen, und diese über einen Oszillographen ausgelesen. Man hat so einen direkten Zugang zur zeitlichen Entwicklung des Photostromes und damit der Intensität

⁷Coherent Fieldmaster

auf der Photodiode. Der zeitliche Verlauf des Photodiodensignals bei Ein- und Ausschalten des Pumplasers ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Beobachtet man den Strahlfleck am

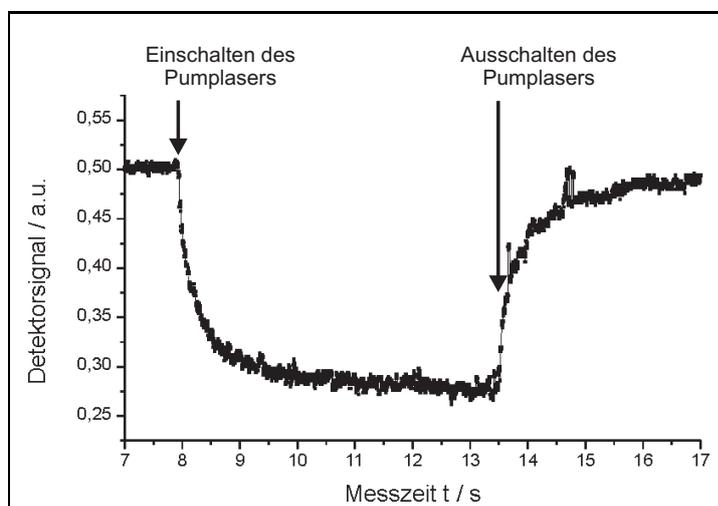


Abbildung 4.11: Zeitlicher Verlauf des Photodiodensignals

Ausgang bei eingeschaltetem Pumplaser, so lässt sich eine Defokussierung erkennen. Dadurch trifft nicht mehr die gesamte Intensität auf die begrenzte Detektorfläche und das Photodiodensignal nimmt ab. Um den Zusammenhang zwischen Pumpleistung und Defokussierungseffekt zu untersuchen, wurde der Strahlfleck in etwa 1,5m Entfernung hinter dem Ausgang der Verstärkeranordnung auf einem Millimeterpapier mit Hilfe einer Kamera beobachtet (Abbildung 4.12). Bereits bei einer Pumpleistung von 150mW lässt sich

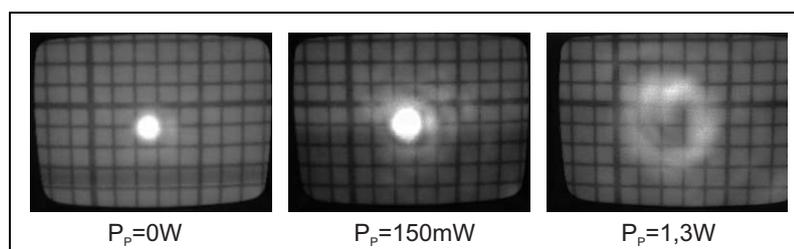


Abbildung 4.12: Defokussierungseffekt bei verschiedenen Pumpleistungen

eine deutliche Vergrößerung des Strahlflecks erkennen. Außerdem bilden sich breite Ringe um den eigentlichen Strahl, die vermutlich dadurch zustande kommen, dass die optischen Elemente im System nicht mehr zentral getroffen werden und damit Linsenfehler oder sogar Abschneideeffekte zum Tragen kommen. Bei $1,3\text{W}$ Pumpleistung ist nur noch ein diffuses Leuchten zu erkennen. Der größte Teil der Intensität trifft nicht mehr auf den beobachteten Millimeterschirm, sondern wird bereits vorher nicht mehr von der begrenzten Apertur der eingebauten Elemente akzeptiert. Die Abhängigkeit von der Pumpleistung

sowie die beobachteten Zeitskalen legen die Vermutung nahe, dass der auftretende Effekt temperaturbedingt ist. Nach den Beobachtungen muss man annehmen, dass hier ein sogenannter *thermischer Linseneffekt* (thermal lensing) auftritt. Der nächste Abschnitt liefert eine theoretische Beschreibung dieses Effekts und die erwarteten Auswirkungen auf das untersuchte Lasersystem.

4.5.1 Thermische Linse

Für die folgenden Betrachtungen wird das aktive Medium vereinfachend als zylindrisch mit Radius r_0 und Länge L angenommen (Abb. 4.13). Wir das Medium gepumpt, also

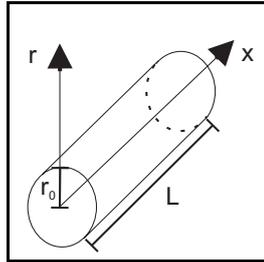


Abbildung 4.13: Zylindrisches aktives Medium

eine bestimmte Leistung im Medium deponiert, so stellt sich eine Temperaturverteilung $T(r)$ ein.

Betrachtet man den radialen Verlauf des Brechungsindex n des Lasermediums, so kann man in verschiedene Anteile separieren:

$$n(r) = n_0 + \Delta n(r)_T + \dots \quad (4.11)$$

Dabei ist n_0 der Brechungsindex im Zentrum des Mediums und $\Delta n(r)_T$ die temperaturabhängige Änderung des Brechungsindex in radialer Richtung. Hinzu kommen weitere von r abhängige Terme, wie zum Beispiel die Änderung des Brechungsindex durch Spannungen im Gitter (*stress*). Die weitere Beschreibung konzentriert sich auf den temperaturabhängigen Anteil $\Delta n(r)_T$. Man kann diesen schreiben als

$$\Delta n(r)_T = [T(r) - T(0)] \left(\frac{dn}{dT} \right) \quad (4.12)$$

Die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex $\left(\frac{dn}{dT} \right)$ hängt vom verwendeten Medium und der Wellenlänge des Pumplichts ab. Für den verwendeten Ti:Saphir-Kristall lieferte der Hersteller⁸ die in Abbildung 4.14 gezeigten Daten. Für die Pumpwellenlänge von $\lambda_P = 507nm$ ergibt sich $\left(\frac{dn}{dT} \right) \approx 1,34 \cdot 10^{-5} \frac{1}{K}$.

Um die Temperaturdifferenz zwischen einem Punkt auf dem Radius des Zylinders $T(r)$ und dem Zentrum $T(0)$ in Gleichung 4.12 bestimmen zu können, betrachten wir die radiale Temperaturverteilung. Für einen zylindrischen Körper mit Wärmeleitfähigkeit κ , in

⁸TOPAG Lasertechnik GmbH

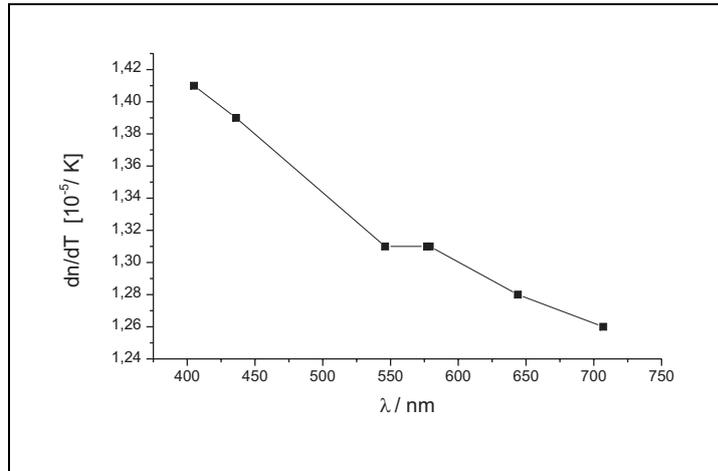


Abbildung 4.14: Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von Ti:Saphir für verschiedene Pumpwellenlängen

dem die Wärmemenge Q pro Volumeneinheit deponiert wird, lautet die Wärmeleitungsgleichung [Koe96]

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{Q}{\kappa} = 0 \quad . \quad (4.13)$$

Setzt man Kühlung des Mediums an der Oberfläche voraus, so erhält man die Nebenbedingung $T(r_0)$ für die Temperatur der Oberfläche und die Lösung der Gleichung ist

$$T(r) = T(r_0) + \frac{Q}{4\kappa} (r_0^2 - r^2) \quad . \quad (4.14)$$

Die Lösung beschreibt ein parabolisches Temperaturprofil mit der maximalen Temperatur im Zentrum. Die Wärmeleistung pro Volumeneinheit kann man schreiben als

$$Q = \frac{P_a}{V} = \frac{P_a}{\pi r_0^2 L} \quad , \quad (4.15)$$

wobei L die Länge des Mediums und P_a die gesamte Wärmeleistung ist, die im Medium absorbiert wird. Für eine Pumpleistung von $10W$ und den verwendeten Aufbau ergibt sich das in Abbildung 4.15 dargestellte Temperaturprofil. Dabei ist eine Oberflächentemperatur von $25^\circ C$ angenommen, die sich durch Kühlung erreichen lässt. Wichtig ist, dass der auftretende Temperaturgradient innerhalb des Mediums nicht mehr von der Oberflächentemperatur $T(r_0)$ abhängt, d.h. dieser Gradient kann auch nicht durch Kühlung kompensiert werden.

Für die Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Zentrum ergibt sich

$$T(0) - T(r_0) = \frac{P_a}{4\pi\kappa L} \quad . \quad (4.16)$$

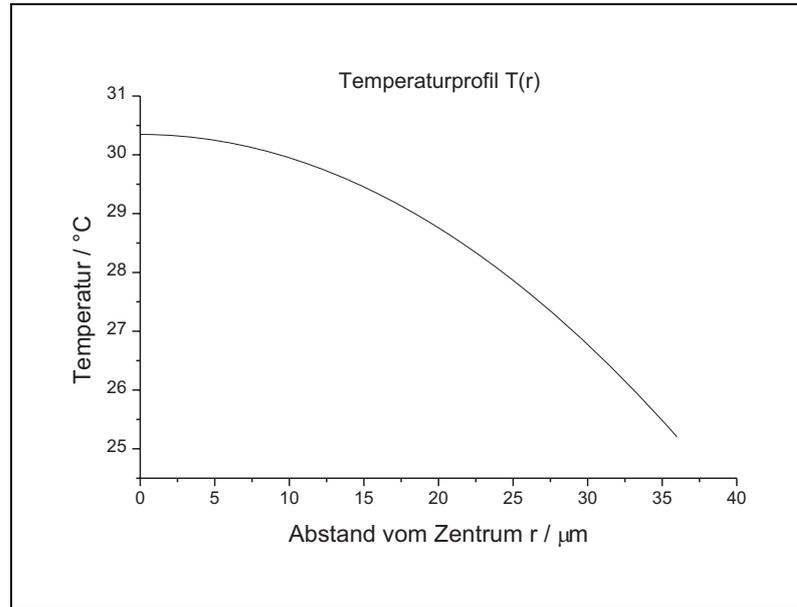


Abbildung 4.15: Temperaturprofil für 10W Pumpleistung

Im bereits erwähnten Beispiel ergibt sich eine Differenz von wenig mehr als 5°C. Diese kleine Temperaturdifferenz tritt hier allerdings auf dem Pumpstrahlradius von weniger als 40µm auf, es ergibt sich also ein Gradient von mehr als 1300 $\frac{^{\circ}\text{C}}{\text{cm}}$ der nach Gleichung 4.12 zu einer starken Beeinflussung des Brechungsindex führt. Mit Gleichung 4.14 und 4.16 erhält man nämlich

$$T(r) - T(0) = \frac{Q}{4\kappa} (r_0^2 - r^2 - r_0^2) = \frac{Q}{4\kappa} r^2 \quad . \quad (4.17)$$

Dies kann man nun in Gleichung 4.12 einsetzen und es ergibt sich

$$\Delta n(r)_T = -\frac{Q}{4\kappa} \frac{dn}{dT} r^2 = -\frac{P_a}{4\pi\kappa L r_0^2} \frac{dn}{dT} r^2 \quad . \quad (4.18)$$

Der Brechungsindex im Medium zeigt also eine quadratische Abhängigkeit vom Radius r . Der Effekt auf einen Lichtstrahl lässt sich durch den einer sphärischen Linse beschreiben, in der sich der Brechungsindex verhält wie

$$n(r) = n_0 \left(1 - \frac{2r^2}{b^2} \right) \quad . \quad (4.19)$$

Die Brennweite einer solchen Linse wäre [Koe96]:

$$f \approx \frac{b^2}{4n_0 L} \quad . \quad (4.20)$$

Für den Brechungsindex gilt näherungsweise (vgl. Gl.4.11)

$$n(r) \approx n_0 + \Delta n(r)_T = n_0 \left(1 + \frac{\Delta n(r)_T}{n_0} \right) \quad . \quad (4.21)$$

Setzt man (4.18) ein und vergleicht mit (4.19) so ergibt sich

$$\frac{2r^2}{b^2} = \frac{P_a}{4\pi\kappa Ln_0 r_0^2} \frac{dn}{dT} r^2 \quad . \quad (4.22)$$

Damit gilt für den Parameter b

$$b^2 = \frac{8\pi\kappa Ln_0 r_0^2}{P_a} \left(\frac{dn}{dT} \right)^{-1} \quad , \quad (4.23)$$

und man kann mit (4.20) die Brennweite der thermischen Linse abschätzen:

$$f \approx \frac{2\pi\kappa r_0^2}{P_a} \left(\frac{dn}{dT} \right)^{-1} \quad (4.24)$$

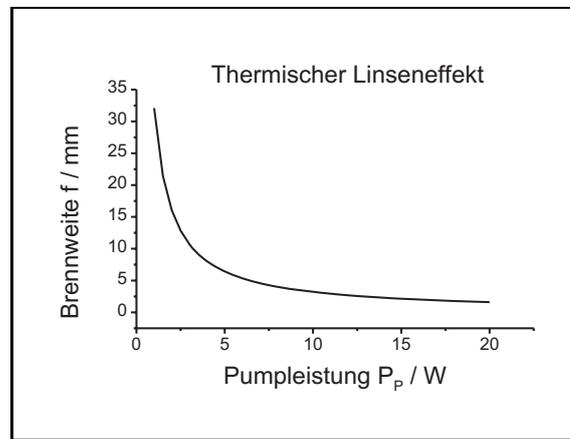


Abbildung 4.16: Brennweite der thermischen Linse in Abhängigkeit von der Pumpleistung

Es ist nun also möglich, die Brennweite in Abhängigkeit von der absorbierten Leistung zu bestimmen. Die benötigten Parameter sind

- κ : Für Ti:Saphir findet man eine thermische Leitfähigkeit von $\kappa = 0,52 \frac{W}{cmK}$.
- r_0 : Der gepumpte Bereich des Mediums ist begrenzt durch den Strahldurchmesser des Pumpstrahls. Es wird also hier der Pumpstrahlradius eingesetzt, der nach Abschnitt 4.4.2 $r_0 = 36,7 \mu m$ beträgt.
- $\frac{dn}{dT}$: Wie bereits beschrieben erhält man aus den in Abbildung 4.14 dargestellten Daten $\frac{dn}{dT} \approx 1,34 \cdot 10^{-5} \frac{1}{K}$.

Es ergibt sich eine Brennweite von $f \approx 3,21 \cdot 10^{-2} m \frac{W}{P_a}$. Für die Brechkraft D der thermischen Linse gilt

$$D \approx 31,2 \frac{Dpt}{W} \cdot P_a \quad , \quad (4.25)$$

also etwa 31 Dioptrien pro Watt aufgenommene Wärmeleistung.

Der Laserkristall wirkt bei hoher Pumpleistung wie eine kurzbrennweitige Sammellinse. Es entsteht ein weiterer Fokus innerhalb des Systems, sodass der Strahl danach stark auseinander läuft. Dies führt zu der beobachteten Defokussierung des Strahls.

4.6 Nachweis der Verstärkung

Da durch den thermischen Linseneffekt der direkte Nachweis der Verstärkung bei cw-gepumptem Kristall nicht möglich war, wurde zunächst versucht, die erwartete Verstärkung bei gepulstem Pumplaser zu messen. Ist der duty-cycle des Systems (also das Zeitverhältnis eingeschalteter/ausgeschalteter Pumplaser) klein genug, so sollten die thermischen Effekte so klein sein, dass die Messung nicht gestört wird.

Um einen Pulsbetrieb des Pumplasers zu erreichen, wurde ein mechanischer Chopper in den Laserstrahl gebracht (vgl. Abb. 4.17). Er besteht aus einer Scheibe, die von

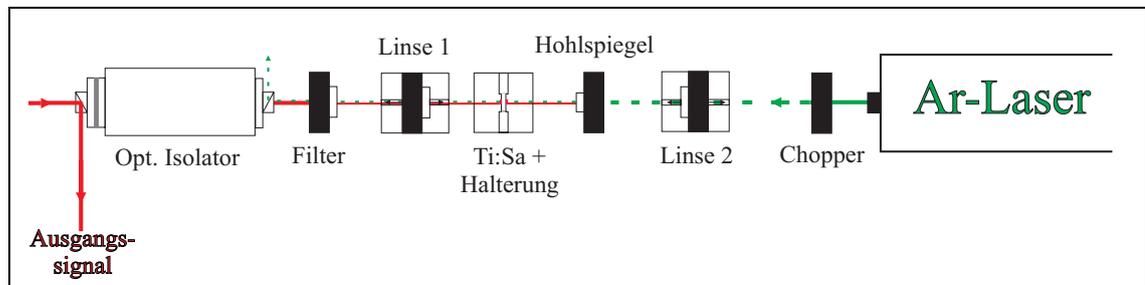


Abbildung 4.17: Aufbau zum gepulsten Pumpen des Ti:Saphir-Kristalls (Ausschnitt)

einem Wechselstrommotor in Rotation versetzt wird. Je nach gewünschtem duty-cycle werden ein bzw. mehrere Schlitze von mindestens 3mm Breite aus der Scheibe geschnitten, durch die der Pumpstrahl die Scheibe passiert. Das Ausgangssignal (vgl. Abb. 4.4) wird mit einer Photodiode gemessen und auf einem Oszillographen ausgegeben. Um die mit dem Chopper-System erzeugten Pulse zu untersuchen, kann das Fluoreszenzsignal des Ti:Saphir-Kristalls, also das Ausgangssignal bei abgeschaltetem Seed-Laser, vermessen werden. Abbildung 4.18 zeigt dieses Signal für die erste Chopper-Messung. Die Chopper-Scheibe hat hier nur *einen* Schlitz von etwa 3mm Breite. Das leicht unsymmetrische Aussehen der einzelnen Pulse ist darauf zurückzuführen, dass die Ränder des Schlitzes nicht scharf geschnitten wurden, sondern Unebenheiten aufweisen. Der duty-cycle dieser ersten Chopper-Konfiguration beträgt etwa 1:100.

Um die Verstärkung bei gepulstem Pumplaser bestimmen zu können, wird das Ausgangssignal, jetzt bei eingeschaltetem Seed-Laser, wie in der Fluoreszenzmessung aufgenommen. Die Leistung des Pumplasers, also die Pulsspitzenleistung der Pumpulse wird schrittweise erhöht und für jede eingestellte Leistung eine Messung des Ausgangssignals durchgeführt. Die auf dem Oszillographen dargestellten Signale konnten gespeichert und für die Auswertung verwendet werden. Ein Beispiel ist in Abbildung 4.19 gezeigt. Die

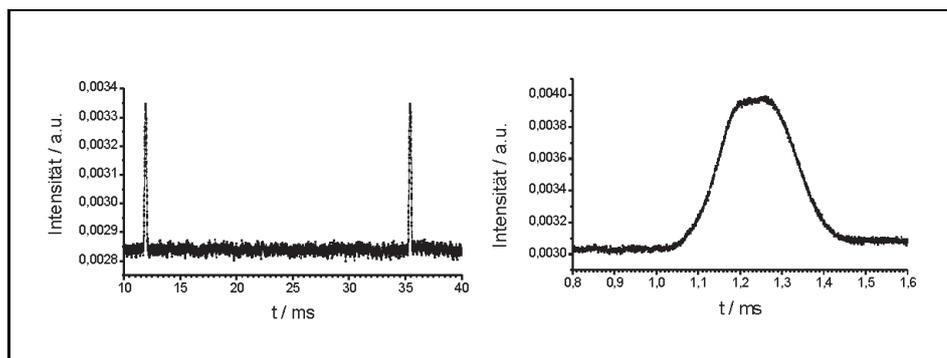


Abbildung 4.18: Fluoreszenzsignal bei gepulstem Pumplaser mit duty-cycle von etwa 1:100

Pumpleistung beträgt etwa $12,3W$, die mit 4 gekennzeichnete durchgezogene Linie zeigt den Nullpunkt der Intensität an. Man kann erkennen, dass das Signal der Seed-Diode durch das Einschalten des Pumplasers auf mehr als die doppelte Leistung verstärkt wird.

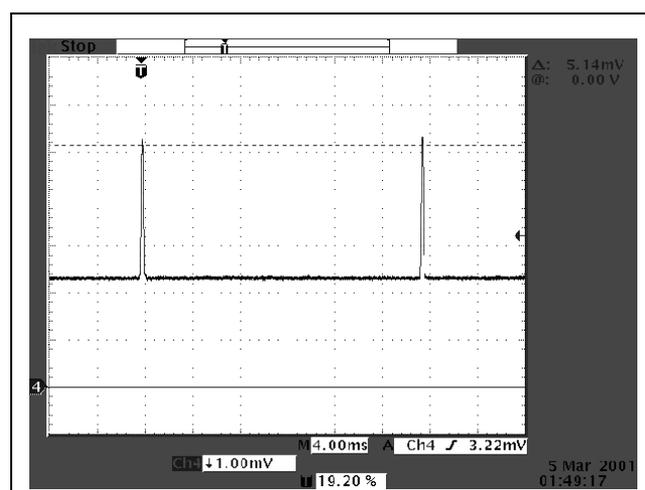


Abbildung 4.19: Verstärkung bei $P_P \approx 12,3W$, duty-cycle 1:100

Um einen Vergleich mit der theoretischen Erwartung (vgl. Abschnitt 4.4.3) durchführen zu können, werden aus jeder der aufgenommenen Kurven Seed-Intensität I_0 und peak-Intensität I bestimmt und damit die Verstärkung $G = \frac{I}{I_0}$ berechnet. In Abbildung 4.20 ist die so bestimmte Verstärkung des Systems gegen die Pumpleistung aufgetragen. Die durchgezogene Kurve beschreibt die theoretisch zu erwartenden Werte. Die angegebenen Fehler der Pumpleistung (x-Fehler) beziehen sich einerseits auf die Ungenauigkeit bei der Messung der Laserleistung mit dem in das Pumplasersystem integrierten Powermeter. Andererseits wurde hier auch eine Umrechnung von der Laserleistung zur Pumpleistung -also der Leistung am Laserkristall- durchgeführt, wobei vorher gemessene Verluste an den op-

tischen Elementen berücksichtigt wurden. Diese Verluste sind auch der Grund dafür, dass hier nicht der gesamte zur Verfügung stehende Leistungsbereich bis $20W$ als Pumpleistung ausgeschöpft werden konnte. Einer Pumpleistung von $13,4W$ entspricht z.B. eine Ausgangsleistung des Pumplasers von etwa $19W$.

Es ist über den gesamten Bereich eine Verstärkung in der erwarteten Größenordnung zu erkennen. Lediglich der letzte Messwert zeigt eine Abweichung vom Trend, die jedoch eher auf Ungenauigkeiten der Messung als auf den Einfluss der thermischen Effekte zurückzuführen ist.

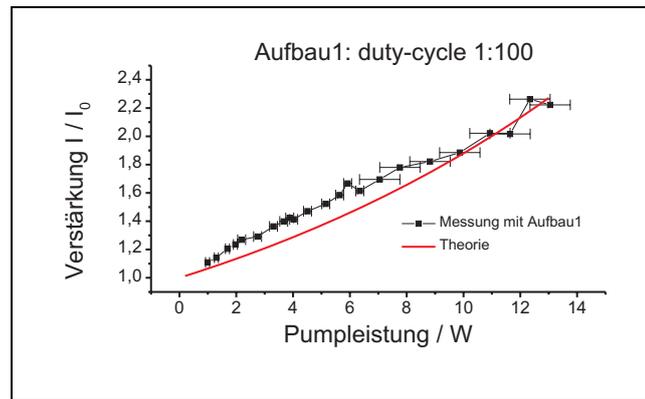


Abbildung 4.20: Verstärkung in Abhängigkeit von der Pumpleistung, duty-cycle 1:100

Die Verstärkung des Ti:Saphir-Verstärkersystems lässt sich also mit der gewählten Theorie in gewissen Grenzen beschreiben. Es gilt nun noch zu untersuchen, wann ein Einfluss der thermischen Effekte signifikant wird. Dazu wird in zwei weiteren Messungen der duty-cycle des Pumpvorgangs erhöht, indem zuerst der Schlitz in der Chopperscheibe vergrößert wird (Aufbau 2) und anschließend ein weiterer Schlitz in die Scheibe geschnitten wird (Aufbau 3). Die Auswertung erfolgt jeweils wie in der ersten Messung beschrieben. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Bereits in der zweiten Messung (duty-cycle 1:32) ist bei Pumpleistungen $> 10W$ ein deutliches Abknicken der Verstärkungskurve zu erkennen. Grund dafür ist der beginnende Verlust von Intensität durch den thermischen Linseneffekt. Noch deutlicher wird dies in der dritten Messung. Hier ist schließlich sogar ein Rückgang der Verstärkung mit Anwachsen der Pumpleistung erkennbar. In dieser Konfiguration konnte ab einer Pumpleistung von etwa $5W$ auch eine Verformung des Ausgangsstrahls direkt beobachtet werden.

Aus den Ergebnissen der Messung mit gepulstem Pumplaser lässt sich schließen, dass der thermische Linseneffekt schon bei mittleren Pumpleistungen von einigen hundert Milliwatt eine entscheidende Rolle spielt. Ohne weitere Maßnahmen, wird also eine cw-Verstärkung mit diesem System nicht erreichbar sein.

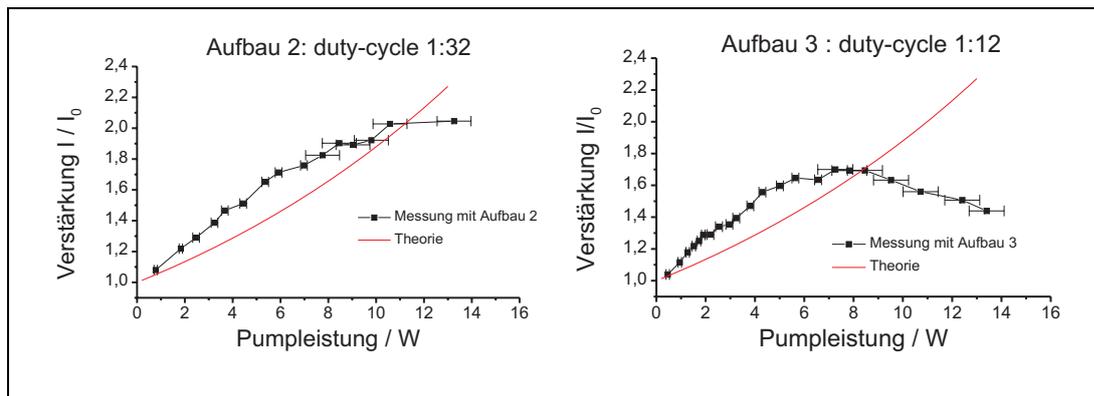


Abbildung 4.21: Verstärkung in Abhängigkeit von der Pumpleistung, duty-cycle 1:32, 1:12

4.7 Lösungsansätze

Um trotz der thermischen Problematik eine cw-Verstärkung bei hohen Pumpleistungen erreichen zu können, werden hier zwei prinzipielle Ansätze untersucht. Abschnitt 4.7.1 befasst sich mit der Möglichkeit, den auftretenden Effekt, der ja dem einer Sammellinse gleicht, durch zusätzliche optische Elemente zu kompensieren. In Abschnitt 4.7.2 wird die Idee eines bewegten Verstärkungsmediums verfolgt, um die thermische Energie auf einen größeren Bereich zu verteilen.

4.7.1 Kompensation der thermischen Linse

Um die Möglichkeiten der optischen Kompensation der thermischen Linse erörtern zu können, sollte noch einmal die theoretische Beschreibung des Effekts in Abschnitt 4.5.1 betrachtet werden. Man erkennt eine starke Abhängigkeit der Brennweite von der Pumpleistung (vgl. Abb. 4.16 auf S. 59). Eine Kompensation des Effekts mit optischen Elementen

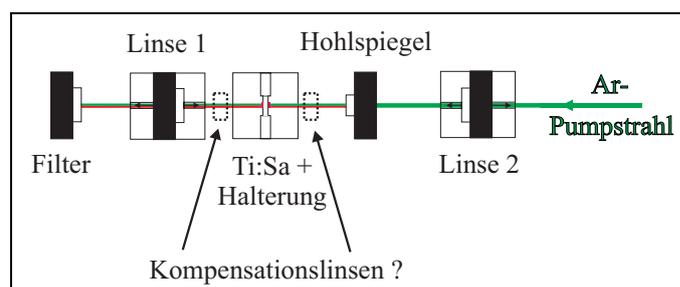


Abbildung 4.22: Mögliche Kompensationsoptik für bestehenden Aufbau?

ten, deren Brennweite unabhängig von der Pumpleistung ist, kann also höchstens für *eine* genau definierte Pumpleistung erfolgen. Außerdem kann man erkennen, dass bei den an-

gestrebten Pumpleistungen $P_P > 10W$ sehr kleine Brennweiten nötig sein werden. Bei der maximalen Leistung von $P_P = 20W$ ergibt sich hier $f = 1,56mm$. Hierdurch ergeben sich aber, zusätzlich zu den prinzipiellen, auch eine Reihe technischer Probleme. Die Justage der Optik mit solch kleinen Brennweiten würde hohe Anforderungen an die Genauigkeit stellen. Außerdem wirkt der Laserkristall nur bei eingeschalteter (Soll-)Pumpleistung als Linse mit der entsprechenden Brennweite, eine Justage ohne Pump Laser könnte also nur durchgeführt werden, wenn es gelingt, den Kristall währenddessen durch eine Linse entsprechender Brennweite zu ersetzen. Diese müsste dann natürlich auch an exakt derselben Position aufgestellt werden.

Neben den Anforderungen an die Kompensationsoptik müssten aber auch Modifikationen am prinzipiellen Aufbau berücksichtigt werden. Eine Integration von Kompensationslinsen in den bisherigen Aufbau, wie in Abbildung 4.22 vorgeschlagen, wird nicht möglich sein, da dann neben dem Seed-Laserstrahl auch der Pumpstrahl vor Durchlaufen des Kristalls von der Kompensationsoptik beeinflusst wird. Es wäre hierfür also nötig, einen neuen Aufbau zu entwickeln, der diese Problematik berücksichtigt.

Insgesamt scheint es fragwürdig, ob eine solche optische Kompensation überhaupt gelingen kann. In jedem Fall wird ein solches System die nötigen Anforderungen wohl nicht erreichen. Selbst wenn sich auf diese Weise ein stabiler Betriebszustand bei nennenswerter Verstärkung erreichen lässt, werden die nötigen Wartungseingriffe am komplexen optischen System einen praktischen Einsatz kaum ermöglichen.

4.7.2 Wärmeverteilung durch Bewegung

Betrachtet man noch einmal die Messungen mit gepulstem Pump Laser aus Abschnitt 4.6, so kann man den Abfall der Verstärkung durch den thermischen Linseneffekt näher untersuchen. Abbildung 4.23 zeigt eine Messung, bei der der Pump Laser mit einem duty-cycle von 1:12 gepulst wurde. Man kann aus diesen Messungen grafisch bestimmen, dass ein

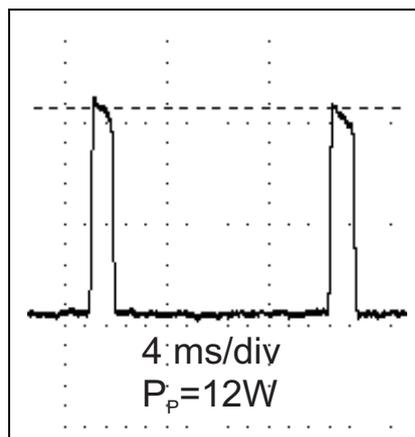


Abbildung 4.23: Abfall der Verstärkung bei gepulstem Pumpen mit duty-cycle 1:12

Abfall der Verstärkung auf den halben Ausgangswert innerhalb von etwa $3ms$ stattfindet.

Die Verstärkung sollte also nicht unter den halben Wert fallen, falls man *eine* Stelle des Kristalls nicht länger als $3ms$ pumpt. Dies kann einerseits erreicht werden, indem man den Pumpvorgang auf weniger als $3ms$ beschränkt, also gepulst pumpt, oder indem man den Kristall innerhalb von $3ms$ um eine Distanz bewegt, die mindestens dem Durchmesser des Pumpstrahles entspricht. Erreicht man es also, dass nach kurzer Zeit wieder eine andere Stelle des Kristalls gepumpt wird, so verteilt man die thermische Belastung und kann den Linseneffekt reduzieren. Aus der Zeit $\Delta t = 3ms$ für den Abfall auf den halben Wert und dem Fokaldurchmesser des Pumpstrahls $d = 73,4\mu m$ lässt sich die Geschwindigkeit v_{min} abschätzen, mit der der Laserkristall mindestens bewegt werden muss, um eine deutliche Verbesserung erreichen zu können. Man erhält hier also eine untere Grenze von $v_{min} \approx 2,5 \frac{cm}{s}$.

Es stellt sich nun die Aufgabe, den Laserkristall mit ausreichender Geschwindigkeit zu bewegen, ohne dabei die Lage der beiden Strahlen zu beeinflussen. Es darf durch die Kristallbewegung keine signifikante Ablenkung von Pump- oder Seed-Laserstrahl stattfinden, da sonst die Überlagerung der Foki gestört würde. Um dies zu erreichen, wurde hier eine Translationsbewegung senkrecht zur Strahlrichtung gewählt. Die Bewegung konnte mit Hilfe eines in der Arbeitsgruppe vorhandenen Lineartisches⁹ realisiert werden. Der Lineartisch wird von einem Servomotor bewegt und über einen externen Controller gesteuert. Durch Anschluss eines ASCII-Terminals an den Controller können Geschwindigkeit, Beschleunigung und weitere Parameter variiert werden. Zusätzlich ist es möglich, feste Programme, die die Bewegung des Tisches steuern, in den Controller zu schreiben. Abbildung

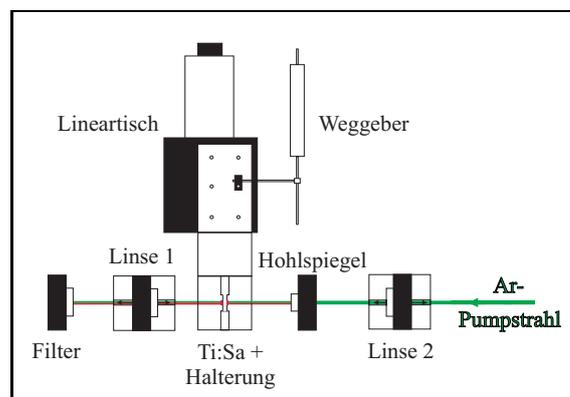


Abbildung 4.24: Aufbau zur Bewegung des Laserkristalls

4.24 zeigt die Integration des Lineartisches in den bestehenden Aufbau. Die Halterung des Ti:Saphir-Kristalls wurde mit der beweglichen Platte des Lineartisches verschraubt. Auf diese Weise konnte sichergestellt werden, dass die Bewegung mit ausreichender Genauigkeit nur in der gewünschten Richtung senkrecht zur Strahlachse erfolgte.

Um die Bewegung des Lineartisches verfolgen zu können, wurde dieser mit einem Weggeber versehen, einem Potentiometer, dessen Stromsignal eine genaue Positionsbestim-

⁹Spindler&Hoyer TLM100

mung zulässt. Als erstes musste nun untersucht werden, ob die Bewegung des Kristalls die Strahlage stört. Dazu wurde erneut der Pumplaser gepulst und das Verstärkungssignal auf dem Oszillographen ausgegeben. Ein Unterschied im Signal zwischen fester Kristallposition und der Bewegung mit dem Lineartisch konnte nicht festgestellt werden. Man kann also davon ausgehen, dass keine signifikanten Abweichungen der Strahlage von der Sollposition auftreten.

Die nächsten Untersuchungen galten der Bewegung des Tisches. Dazu wurde das Signal des Weggebers auf den Oszillographen gegeben, und der Lineartisch mit einer konstanten Amplitude um eine feste Position bewegt. Dabei konnte festgestellt werden, dass mit dem verwendeten Lineartisch eine Bewegung mit einer Geschwindigkeit von $2,5 \frac{cm}{s}$ nicht und Geschwindigkeiten $> 2 \frac{cm}{s}$ auch nur mit großen Einschränkungen erreicht werden können. In Abbildung 4.25 ist die Bewegungsmessung bei maximaler Geschwindigkeit des Linear-

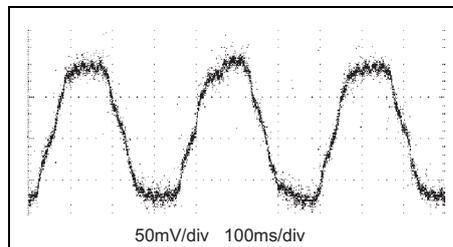


Abbildung 4.25: Bewegung des Lineartisches bei maximaler Geschwindigkeit

tisches dargestellt. In der steilen Flanke wird eine Geschwindigkeit von $v_{max} \approx 2,27 \frac{cm}{s}$ erreicht, die aber bereits deutlich vor Erreichen des nächsten Bewegungsumkehrpunktes stark abfällt. Ein Problem in diesem Betriebszustand stellt die Positionsstabilität des Tisches dar. Es konnte hier aus den Messungen eine Drift von etwa $41 \frac{\mu m}{s}$ festgestellt werden. Will man die Kristallbreite von 4mm bei der Bewegung weitgehend ausnutzen, so würde eine solche Positionsdrift die Messzeit stark begrenzen. Um dieser Problematik auszuweichen wurden für die Messungen andere Einstellungen gewählt, mit denen nur eine maximale Geschwindigkeit von etwa $2,1 \frac{cm}{s}$ erreicht wird, allerdings ohne das Auftreten einer Positionsdrift. Die Abschätzungen zu Beginn dieses Abschnitts lassen erwarten, dass man mit dieser Konfiguration den thermischen Effekt keinesfalls ganz unterdrücken kann. Es sollte aber möglich sein nachzuweisen, ob sich überhaupt eine Verteilung der thermischen Belastung erreichen lässt, die zu einer Verbesserung führt.

Um die Verstärkung des Systems bei Bewegen des Kristalls zu messen, wurden das Ausgangssignal des Ti:Saphir-Systems und das Weggeber-Signal gleichzeitig auf den Oszillographen gegeben. Man kann so nicht nur eine auftretende Verstärkung erkennen, sondern auch direkt überprüfen, ob das Verstärkungssignal mit der Bewegung korreliert ist. Abbildung 4.26 zeigt das Ergebnis der Messungen. Die obere Kurve gibt die Bewegung des Kristalls wieder, die untere das Ausgangssignal. Man erkennt deutlich den starken Intensitätsverlust durch den thermischen Linseneffekt. In den schnellen Bewegungsphasen sind aber auch deutliche peaks in der Intensität zu sehen. Es gelingt dort, den Linseneffekt teilweise zu kompensieren.

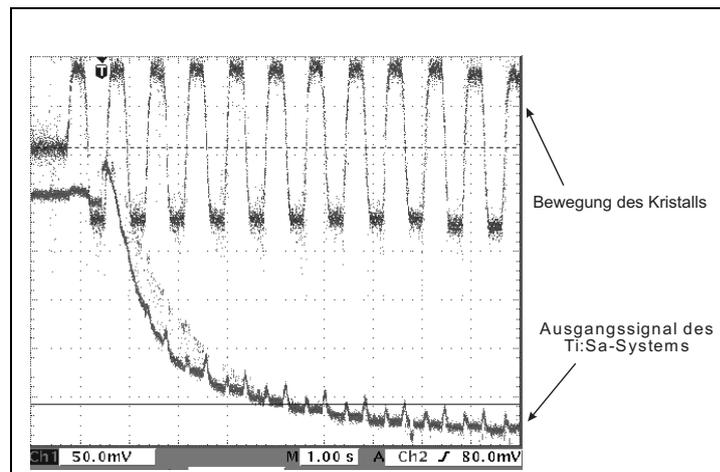


Abbildung 4.26: Verstärkung des Systems bei Bewegung des Ti:Saphir-Kristalls

Die Verteilung der thermischen Energie durch eine Bewegung des aktiven Mediums bietet offenbar in der erwarteten Weise eine Möglichkeit, das Auftreten des thermischen Linseneffekts zu verhindern. Mit den hier zur Verfügung stehenden Möglichkeiten gelingt dies allerdings nur teilweise. Außerdem kann mit einer eindimensionalen Bewegung, wie sie hier gewählt wurde, keine vollständige Kompensation des Effekt erreicht werden, da sich das System immer für eine gewisse Zeit in den Umkehrpunkten der Bewegung befinden wird. Es müsste hier also auf eine zweidimensionale Bewegung erweitert werden. Möglichkeiten hierfür wären

- Die Überlagerung von zwei linearen Bewegungen, die sich beispielsweise mit zwei Lineartischen erreichen ließe. Stimmt man die Bewegungen entlang zweier senkrechter Achsen richtig aufeinander ab, so bewegt sich der Kristall auf einer Kreis- oder Ellipsenbahn (in der Ebene seiner Eintrittsfläche).
- Eine Rotationsbewegung, bei der die Laserstrahlen in einer exzentrischen Position zur Drehachse liegen müssten, um die geforderte Positionsänderung auf dem Kristall zu erreichen. Vorteil eines solchen Systems wäre, dass sich die nötige Bewegungsgeschwindigkeit durch die Verwendung einer Drehmechanik leicht erreichen ließe. Ein Problem wäre allerdings, dass die optische Achse des Kristalls und die Linearpolarisation der Laser keine feste Ausrichtung mehr zueinander hätten. Eine Kompensation durch zusätzliche Verzögerungsplatten (die in der richtigen Übersetzung mitrotieren müssten) wäre dann notwendig.

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Weiterentwicklung des Halbleiter-Synchrolasersystems an MAMI und insbesondere die Suche nach Alternativen zum Halbleiterverstärker. Dies war nötig geworden, da eine Versorgung mit tapered amplifier chips, den Verstärkerelementen in diesem Aufbau, nicht mehr gesichert war, und diese nur eine begrenzte Lebensdauer besitzen. Im Wesentlichen wurden im Zuge dieser Arbeit zwei Ansatzpunkte gewählt, um eine Verbesserung der Situation erreichen zu können.

Eine genaue Untersuchung des Pulsverhaltens der verwendeten Diodenlaser hat gezeigt, dass diese im derzeitigen Betriebszustand weit unterhalb ihrer maximalen Ausgangsleistung betrieben werden. Es ist möglich, ohne zusätzliche Nachverstärkung eine Laserleistung von 120mW zu erreichen, und damit die Anforderungen aller derzeitigen Experimente zu erfüllen. Die Strahlqualität des auf diese Weise erzeugten Elektronenstrahls war sogar besser als im derzeitigen Strahlbetrieb. Da ein solches System allerdings keinerlei Leistungsreserven aufweist, kann es nicht als endgültige Lösung gewertet werden. Außerdem ist es notwendig, Langzeituntersuchungen bezüglich Lebensdauer und Stabilität durchzuführen, um zu einer abschließenden Bewertung dieses Systems zu kommen.

Auf der Suche nach einem alternativen Verstärkersystem konnte hier ein Titan:Saphir-Verstärker in double-pass-Konfiguration aufgebaut werden. Die theoretisch erreichbare Verstärkung eines solchen Systems macht es zum Halbleiterverstärker konkurrenzfähig. Ein prinzipieller Nachweis der Verstärkung konnte im Experiment geführt werden und entsprach gut den theoretischen Vorhersagen. Allerdings war die Verstärkung nicht im cw-Betrieb nachweisbar, da dort ein sehr starker thermischer Linseneffekt auftritt, der zu einem Absinken der Ausgangsintensität führt. Die untersuchten Methoden zur Kompensation dieses Effekts sorgen, wenn eine Kompensation damit überhaupt möglich ist, für zahlreiche technische Komplikationen, durch die das System nicht mehr konkurrenzfähig wäre. Die Anforderungen, eine ausreichende Verstärkung mit einem *betriebsstabilen* und *wartungsarmen* System zu erreichen, können hier nicht erfüllt werden.

Die Unterbrechung der Strahlzeiten an MAMI während der Umbauphase des Strahlführungssystems im Sommer 2001 kann genutzt werden, um neben der Erforschung von neuen Verfahren zur Lebensdauerverbesserung von Halbleiterphotokathoden auch weitere Tests mit dem verbesserten Diodenlasersystem an der Elektronenquelle durchzuführen.

Literaturverzeichnis

- [Agr93] N.K. Dutta / G.P. Agrawal. *Semiconductor Lasers*. Van Nostrand Reinhold, New York, 2nd edition, 1993.
- [Bra88] H.H. Braun. *Das Choppersystem für den Injektorlinac des Mainzer Mikrotrons*. Diplomarbeit, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1988.
- [Cho94] W. Chow. *Semiconductor Laser Physics*. Springer Verlag, Berlin, 1994.
- [Dre96] P. Drescher. Photoemission of spinpolarized electrons from strained GaAsP. *Appl. Phys. A*, 63:203–206, 1996.
- [Gas88] W. Gasteyer. *Untersuchungen zum Elektronenemissionsprozess von III-V-Halbleiter-Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität*. Dissertation, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1988.
- [Har97] P. Hartmann. *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*. Dissertation, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1997.
- [Hof98] J. Hoffmann. *Entwicklung eines hochrepetierenden, leistungsstarken Pulsasers zur Steigerung der Transmission des Strahles polarisierter Elektronen durch MAMI*. Dissertation, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [Kne99] M.W. Sigrist / F.K. Kneubühl. *Laser*. Teubner, Stuttgart/Leipzig, 5.Auflage, 1999.
- [Koe96] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*. Springer, New York/Berlin/Heidelberg, Fourth Extensively Revised and Updated Edition, 1996.
- [Mou82] P.F. Moulton. *Opt. News*, 8(9), 1982.
- [Mou86] P.F. Moulton. Spectroscopic and laser characteristics of $Ti : Al_2O_3$. *J.Opt.Soc.Am.B*, 3(1), January 1986.
- [Nie93] H. Niedrig, Hrsg. *Optik*, Band 3 von *Bergmann/Schaefer - Lehrbuch der Experimentalphysik*. Walter de Gruyter, Berlin/New York, 9.Auflage, 1993.

- [Ott98] E.W. Otten. Physik des Lasers. Skript zur Vorlesung, 1998. Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz.
- [Pat97] D.M. Pataca. Gain-Switched DFB Lasers. *Journal of Microwaves and Optoelectronics*, 1(1), May 1997.
- [Plu94] S. Pluetzer. *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus uniaxial deformierten InGaAsP-Kristallschichten*. Dissertation, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [Poe95] M. Poelker. High power gain-switched diode laser master oscillator and amplifier. *Appl. Phys. Lett.*, 67(19):2762–2764, November 1995.
- [Poe00] M. Poelker. Polarized Source Performance and Developments at Jefferson Lab. In *Spin 2000, proceedings of the 14th international spin physics symposium*, Osaka, 2000. AIP conference proceedings, volume 570.
- [Sch00] J. Schuler. Latest Results from Time Resolved Intensity and Polarization Measurements at MAMI. In *Spin 2000, proceedings of the 14th international spin physics symposium*, Osaka, 2000. AIP conference proceedings, volume 570.
- [SDL94] SDL Inc., San Jose, CA. *Laser Diode Operator's Manual & Technical Notes*, 1994.
- [SDL96] SDL Inc., San Jose, CA. *SDL-8630 Tunable Laser Diode, Operator's Manual*, 1996.
- [SFB01] SFB. 443 „Vielkörperstruktur stark wechselwirkender Systeme“. Arbeits- und Ergebnisbericht, 2001. Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz.
- [Shv96] V.I. Shvedunov. Design of a prebuncher for increased longitudinal capture efficiency of MAMI. In *EPAC96*, Band 2, pages 1556–1558, Bristol and Philadelphia, 1996.
- [Sie86] A.E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, Mill Valley California, 1st edition, 1986.
- [Sin95] J. Singh. *Semiconductor Optoelectronics*. McGraw-Hill, New York, 1995.
- [Ste98] M. Steigerwald. *Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektorlinac und Untersuchungen zur Spindynamik in MAMI*. Dissertation, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [Tra96] H. Trautner. *Konzeption und Aufbau eines c.w.-Ti:Saphir-Lasers für die Quelle polarisierter Elektronen an MAMI*. Diplomarbeit, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1996.

- [Yam00] T. Yamada. Photoemission and STM, STS study of Cs/p-GaAs(110). In *Spin 2000, proceedings of the 14th international spin physics symposium*, Osaka, 2000. AIP conference proceedings, volume 570.
- [Zal98] C. Zalto. *Verwendung hochfrequenzmodulierter Laserdioden zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen am Mainzer Mikrotron*. Diplomarbeit, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1998.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. D. v. Harrach für die Themenstellung danken und die Möglichkeit diese Arbeit durchzuführen.

Mein besonderer Dank gilt auch Herrn Dr. Kurt Aulenbacher für die Betreuung und Unterstützung, sowie Jörg Schuler, Dr. Valeri Tioukine und Konrad Winkler für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Frank Fichtner möchte ich für Rat und Tat in Fragen der HF-Technik danken, und den Werkstätten des Instituts für die ständige Hilfsbereitschaft.

Außerdem danke ich Astrid Bauer für die ausdauernde Bekämpfung der Fehler und die Bereitschaft, dafür dem Hochsommer zu trotzen.

Schließlich möchte ich noch meiner Verlobten Kerstin Jungen danken. Ohne ihre Geduld und Motivationsarbeit wäre die Durchführung dieser Arbeit nicht möglich gewesen.